2. singh

D1 1-12
D2 1-8
D3 9-24
D4 25-30
D5 1-12
D6
D7
D8
D9

D1 yi
D2 MO

Ge: 32
N:4+
Elmas t

Yarı İletkenler Elektroniği

Ge:172
N:4t
Elmas t

GİRİŞ

Yarı-iletkenler, elektrik özelikleri tam metal iletkenlerle iyi yalıtkanlar arasında olan bir gereç sınıfıdır. Uygulamada çok geniş kullanma yeri bulan yarı-iletkenler, diyodlar, transistorlar, fotoseller, parçacık algıçları ve integre devreler gibi çeşitli elektronik düzeneklerin temelini oluştururlar. Yarı-iletken düzenekler son 15 yıl içinde elektroniğin tümünde yepyeni bir çığır açmıştır.

Yarı-iletken özeliklerinin fiziksel temelleri pek çok el kitabında tartışılmış olduğu için burada kısaca gözden geçirilecektir. En basit yarı-iletkenler silisyum ve germanyum elementleridir. Bu maddelerin elektrik iletkenliği birçok metalinkinden çok daha düşüktür, fakat metallerin iletkenlikleri yükselen sıcaklıkla her zaman azaldığı halde bunlarınki artan sıcaklıkla hızla artar. Bundan başka, silisyuma veya germanyuma karışan bazı yabancı maddeler son derece az bile olsalar iletkenliği oldukça büyük ölçüde artırabilirler.

Herhangi bir maddenin iletkenliği madde içinde az ya da çok özgürce hareket edebilen elektronların varlığına bağlıdır. Metallerde alçak sıcaklıklarda bile birçok hareketli elektron bulunur. Germanyumun ise kristal yapısı dolayısiyle alçak sıcaklıklarda hiç serbest elektronu yoktur. Her atomun dört değerlik elektronu ve kristal örgüsü içinde, düzgün eşkenar dört yüzlüsünün köşelerine yerleşmiş en yakın dört komşu atomu vardır. Her değerlik elektronu en yakın komşularından biriyle bir kovalant (paylaşılmış-elektron) bağ çiftine katılır; böylece bütün değerlik elektronları atomlara bağlanmıştır ve hiç biri özgürce hareket edemez. Fakat bu bağları koparmak için çok az bir enerji gerekir. Bu enerji silisyum için 1,1 eV ve germanyum için ise 0,7 eV'dur. Bu enerji ısısal (termik) hareketle sağlanabilir; böylece sıcaklık yükselince gitgide daha çok sayıda bağ kopar ve elektronlar iletime katılmak üzere özgür hale geçerler. Artı yüklü boşluklar veya **delikler** de komşu elektronların adım adım yer doldurmasıyle hareket edebilirler, böylece bunların

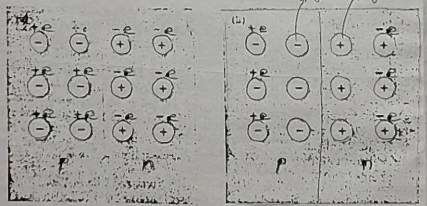
* Örneğin, bak Hugh D. Young, Optik ve Modern Fiziğin Temelleri, Mc Graw-Hill Book Co., New York, 1968 Bölüm 11.

da iletkenliğe katkısı olur. Böylece, iletkenliğin sıcaklıkla neden çabucak değiştiği anlaşılıyor. Az sonra tartışacağımız **yabancı** maddelerden ileri gelen iletkenlikten ayırdedebilmek için bu çeşit iletkenliğe yarı-iletkenin **kendine özgü** (intrinsic) iletkenliği denir.

Yarı-iletken kristal oluşumu sırasında arsenik gibi **beş** değerlik elektronu olan bir elementten bir miktar katılırsa (bu bir safsızlıktır) bunların elektronlarından dördü kovalant bağa girer, fakat beşincisi çok zayıf olarak bağlı (bağ enerjisi 0,01 eV basamağında) kalır ve alacak sıcaklıklarda bile kopup örgü içinde özgürce hareket edebilir. Atomlar eksi yüklü akım taşıyıcıları verdikleri için böyle bir safsızlığa **verici** safsızlık veya n-tipi safsızlık denir. n-tipi bir yarı-iletkenin normal sıcaklıklardaki iletkenliği başlıca n-tipi safsızlığın elektronlarından ileri gelir.

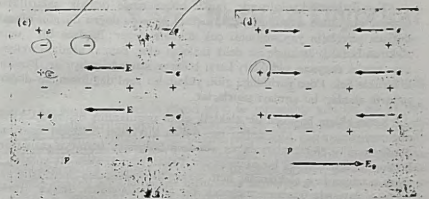
Benzerince üç değerlik elektronlu gallium gibi yabancı bir atom (bir safsızlık) dört bağını tamamlamak için komşu germanyum atomundan bir elektron alabilir. Bu, komşu atomda bir boşluk, bir delik bırakır ve bu delik iletkenliğine katkıda bulunmak üzere örgü içinde göç edebilir. Böyle bir safsızlığa **alıcı** safsızlık ve bu yoldan oluşan maddeye de **p**-tipi yarı-iletken denir.

ŞEKİL 1



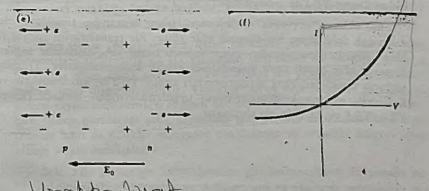
Yukarıda yarı-iletken boyunca dağılmış yabancı atomlar (safsızlık) yatağı görülüyor.

Bir p—n eklemi yöresindeki elektronlar ve delikler eklemden sızacaklar ve yeniden birleşeceklerdir.



Bunun sonucu daha fazla sızmayı önleyen bir elektrik alanı doğacaktır.

İleriye doğru bir elektrik alanı uygulanırsa yeniden birleşme dolayısiyle epey büyük bir akım elde edilir.



Elektrik alanı zıt yönde uygulanırsa eklem üzerinde sıcaklıkla üreyen taşıyıcılardan ileri gelen zayıf bir akım elde edilir.

Şu halde bir p—n ekleminde I—V grafiği oldukça asimetriktir.

EKLEMLER

Yarı-iletken teknolojisinde, farklı bölgelerinde değişik safsızlıklar olan ve bir uçtaki n-tipinden öteki uçtaki p-tipine doğru düzgün olarak değişen gereçlerin yapılabilmesi çok dikkate değer. Böylece bir uçta elektron fazlalığı ötekinde ise delik fazlalığı olur. Bunlar aradaki eklemden, **azınlık taşıyıcısı** oldukları karşı bölgeye sızmağa çalışırlar. Bununla birlikte Şek. 1'den görüldüğü gibi, yükün bu yeni dağılımından doğan elektrik alanları bu sızmayı sınırlarlar.

Şimdi eklem boyunca bir elektrik alanı uygulanmış olsun. Elektrik alanının yönü p'den n'ye doğru ise, doğan kuvvetler delikleri sınırdan n bölgesine ve elektronları da zıt yönde p bölgesine sürmeye çalışırlar. Böylece eklemden epey bir akım geçer. Fakat, eğer E alanı zıt yönde olsaydı o zaman hem elektronlar hem de delikler eklemden öteye itilecekler ve dolayısıyla önemsenemeyecek bir akım doğacaktı. Başka türlü söylersek; p bölgseinden n bölgesine doğru olan bir elektrik alanı, taşıyıcıları sınırdan iterek sızma sürecine yardım ederken zıt yöndeki E bu sızmaya **karşı koyar.** Öyle ise bir p-n eklemi elektrik özelikleri bakımından oldukça yönseldir ve bir doğrultucu gibi işler; p'den n'ye doğru iyi fakat n'den p'ye doğru kötü bir iletkendir. p-n eklem diyodlarının özellikleri Deney YE-1'de incelenmiştir.

İki eklemi "sırt sırta" birleştirerek p-n-p veya n-p-n **transistor** denilen çok daha ilginç bir düzenek elde edilir. Bir transistorun işleyiş ilkeleri diyodunkinin aynıdır, yalnız üçüncü bölge yeni olanaklar sağlar. Transistorlar çeşitli tipte **yükselteçler** olarak kullanılabilirler. Transistorların temel özellikleri ve davranışları Deney YE-3'de incelenmiştir ve kullanışlı elektronik devrelerindeki uygulamalarından birkaçı Deney YE-4, YE-5 ve YE-6'da ele alınmıştır.

Deney **Yİ - 1**

Yarı - İletken Diyodlar

GİRİŞ

En basit yarı iletken diyod **giriş** de tartışıldığı gibi bir p-n eklemidir. Gerecin gerilim akım bağıntısı için bir, formül türetilebilir. Bu türetiliş, ekleme uygulanan bir potansiyel farkının belli bir elektron enerjisini karşıladığı ve enerji bu kadar olan elektronların sayısının Maxwell-Boltzmann dağılımı ile verildiği özeliğine dayanır. Şu halde, formül içinde exp(eV/kT) katsayısı bulunursa şaşmayalım. Burada e elektron yükü, V potansiyel farkı, k Boltzmann sabiti ve T mutlak sıcaklıktır. Ayrıntılarıyla burada verilmeyecek olan bu çözümlemenin sonucu

$$I = I_0 (e^{eV/kT} - 1) \qquad (1)$$

dir. Burada I_0, büyük bir eksi V gerilimi için en büyük **ters akımdır** ve kullanılan diyodun belirtgin bir sabitidir. Formüle göre bir diyodun belirtgeleri sıcaklığa fazlaca bağlıdır; bu bağlılık incelenebilir. Denk. (1)' in birkaç sıcaklıktaki grafiği Şek. 2'de görülmektedir.

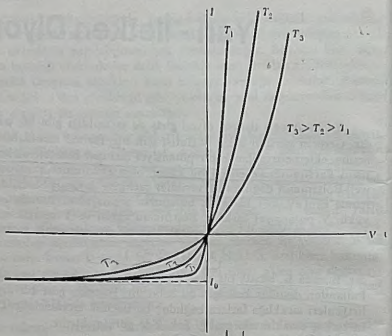
İleri denet (bias) ve ters denet terimleri yarı-iletken düzeneklerin davranışını anlatmada sık sık kullanılır. İleri denet bir eklemde p'den n bölgesine akan kolay akım doğrultusundaki bir gerilimi, geri denetde bunun tersi durumu belirtir. **Varaktor diyod** diye bilinen geri-denetli eklem diyod elektronikçe değişen bir kondansatör olarak kullanılabilir. Şek. 1'den görüleceği gibi, diyodtaki geri gerilim artırılınca hem elektronlar hem de delikler eklemden uzaklaşırlar ve ortadaki bölgeyi elektrikçe yüklü bırakırlar.

Şek. 3'de gösterilen basit durumu göz önüne alalım. Diyodtaki bir V geri-deneti ile elektronlar ve delikler, artı ve eksi yük yoğunluklu bir ortam bırakarak eklemin her iki yanında bir d aralığı kadar geri çekilirler. O zaman yük dağılımı, her iki yanında etkin yükü

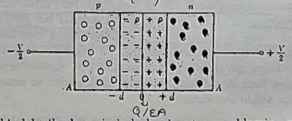
$$Q = \rho A d \qquad (2)$$

olan bir kondansatöre benzer ve geriye V ile d arasındaki bağıntının bulunması kalır. Şek. 3'de gösterilen durum, levhalar arasındaki elektrik alanı düzgün olan paralel levhalı kondansatörden farklıdır. Diyod

ŞEKİL 2



ŞEKİL 3



eklemindeki elektrik alanı çizgisel olarak artar ve eklemin merkezinde en büyük Q/ε A değerine çıkar (ε dielektrik sabiti), ve z = d'de sıfıra iner. Şek. 4 ve 5'de iki çeşit alan ve potansiyel şekillenimi karşılaştırılmıştır. Eklemdeki potansiyel

$$V = -\int E\,dz = \frac{Qd}{\varepsilon A} \qquad (3)$$

ile verilir. Denk. (2)'yi kullanarak d elenirse

$$V = \frac{1}{\varepsilon\rho}\left(\frac{Q}{A}\right)^2 \qquad (4)$$

elde edilir.

Geri-denetli diyodun çoğu uygulamalarında küçük bir alternatif (ac) işaret denet gerilimiyle seri bağlanır. Bu koşullar altında küçük-işaret sığası denen

$$C_v = \frac{dQ}{dV} \qquad (5)$$

ile ilgileniriz. Q'yu Denk. (4)'den çözünce

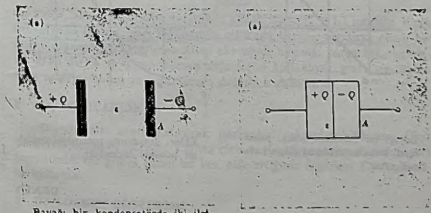
$$Q = A(\varepsilon\rho V)^{1/2} \qquad (6)$$

elde edilir. Denk. (6)'nın V'ye göre türevini alıp Denk. (5)'de yerine koyunca

$$C_v = \frac{A}{2}\left(\frac{\varepsilon\rho}{V}\right)^{1/2} \qquad (7)$$

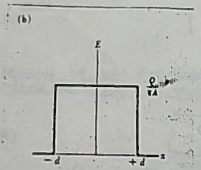
elde edilir. Bu sonucun önemi, V doğru (dc) gerilimi değiştirilince küçük alternatif (ac) işaretler için C sığasının $V^{-1/2}$ ile oranlı olarak değiştiğidir. Şu halde, bir gerilimle denetlenebilen değişken bir kondansatör elde edilmiş oluyor!

ŞEKİL 4

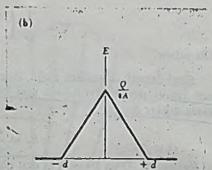


Bayağı bir kondansatörde iki iletken levha üzerinde +Q ve —Q yükleri bulunur; levhaların yüzölçümü A'dır, ve arada ε dielektrik sabitli bir madde vardır.

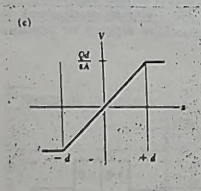
Geri-denetli eklem diyodunda +Q ve —Q yükleri hacim içine biteviye dağılmıştır.



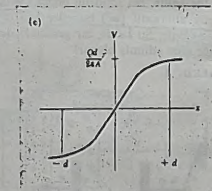
Bir kondansatörde elektrik alanı levhalar arasındaki bölgede sabitlir.



Eklem diyodunda elektrik alanı merkeze doğru çizgisel artar ve sonra çizgisel düşer



Bayağı bir kondansatördeki potansiyel, levhalar arasında çizgisel olarak artar.



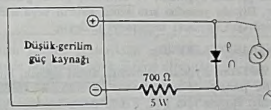
Eklem diyodunda potansiyel değişimi parabol biçimlidir.

DENEY

1 DİYOD BELİRTGENLERİ

Bir yarı-iletken diyodun davranışını incelemek için Şek. 6'da gösterilen devre kullanılabilir. Buradaki diyod genel amaçlara yarayan germanyum eklem diyodudur. Diyodu gösteren ok, çoğu kez **ileri doğrultu** denilen kolay akım doğrultusunu gösterir. Diyodun ve direncin uçları arasındaki gerilimi ölçmek için bir voltmetre kullanılır; akım direnç uçlarındaki gerilimden hulunur. I'yı V'nin fonksiyonu olarak çizin. Sonra diyodun kutupluluğunu ters getirin ve belirtgen eğrinin öteki yarısını çizin; bunun için grafikte sıkıştırılmış bir gerilim ölçeği kullanabilirsiniz. Eğrinin bu parçası Denk. (1)'deki I_0'ı bulmada kullanılabilir.

ŞEKİL 6



Bu değerler Denk. (1)'in geçerliliğini sınamakta kullanılabilir. Bu denklemi aağıdaki gibi dönüştürmek uygun olacaktır:

$$e^{eV/kT} = \frac{I + I_0}{I_0}$$

$$\ln(I + I_0) = \left(\frac{e}{kT}\right) V + \ln I_0 \qquad (8)$$

Şu halde, akımı logaritma ekseninde almak üzere $(I + I_0)$ niceliği, V'nin fonksiyonu olarak, yarı logaritmalı bir kâğıt üzerine taşınırsa çizim bir doğru çıkmalıdır. Doğrunun akım ekseninde ayırdığı parça $\ln I_0$ ve eğimi e/kT'dir. e ve T'nin bilinen değerlerini kullanarak grafikten Boltzman sabitini bulun ve benimsenen değerle karşılaştırın.

2 ALÇAK SICAKLIK

Diyodu sıvı azota batırarak gözlemleri tekrarlayabilirsiniz. Ölçü verilerini birincisi ile aynı kâğıtta çizin ve farkları görün. Yeniden yarı logaritmalı bir grafik çizin; bu kez, elde ettiğiniz değerleri T'yi bulmakta kullanın.

3 OSİLOSKOP GÖSTERİMİ

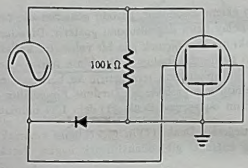
Yukarıda kullanılan yöntemden daha az duyarlı da olsa, diyod belirtgenlerini göstermenin uygun bir yolu, V – I eğrisini osiloskopta göstermektir. Bunun için Şek. 7'deki devre kullanılabilir; diyoda alterna-

tif bir gerilim uygulanır ve osiloskop akımı gerilimin fonksiyonu olar
çizer. Diyodu yeniden sıvı azota batırın veya üzerine Freon püskürt
ve belirtgin eğrideki değişmeyi gözleyin.

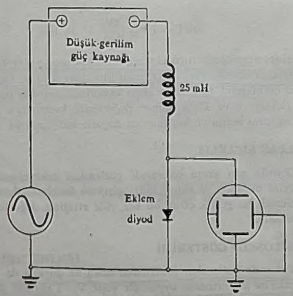
4 VARAKTOR DİYOD

Varaktor diyodun davranışı, diyod sığasını bir LC rezonans devre
nin bir parçası haline sokarak ve rezonans frekansını ölçerek kolay
gözlenir. Bunun için Şek. 8'deki devre kullanılabilir; sinüs-dalga üre

ŞEKİL 7



ŞEKİL 8



ciyle seri bağlı doğru akım (dc) güç kaynağı küçük bir alternatif (ac) bileşeniyle birlikte sabit bir V denet gerilimi verir.

UYARI

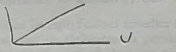
Kutupların şekilde gösterildiği gibi konulduğundan güvenli olunuz. Devrede akım-sınırlayan direnç olmadığı için eğer diyod ileri yönde bağlanırsa taşıyabileceğinden fazla yüklenecek ve yanacaktır.

Rezonans frekansı, frekansı değiştirmek ve osiloskopta en büyük işareti elde etmekle bulunabilir. Birkaç denet gerilimi için rezonans frekansını bulun. Her biri için sığayı

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi(LC)^{1/2}} \qquad (9)$$

bağıntısından hesaplayın. Bu sığanın, eklem sığası ile osiloskobun buna paralel giriş sığasından oluştuğu unutulmamalıdır. Bu ek sığa için nasıl bir düzeltme yapmalısınız?

Eklem sığasını V'nin fonksiyonu olarak çizin. C'yi $V^{-1/2}$'nin fonksiyonu olarak da çizebilirsiniz. (Denk. (7)'ye uyulduğunda bu grafiğin şekli ne olur?



SORULAR

1 Bir diyoddaki elektronlar p bölgesine sızdıkları zaman bu bölgedeki deliklerle hemen niçin yeniden birleşmezler?

2 Bir p-n eklemine uygulanan eksi ters geriliminin herhangi bir alt sınırı var mıdır? Bu sınır aşılırsa ne olur?

3 Bir eklem diyoda uygulanan en büyük ileri gerilimi ne belirler? Güç kaybı en önemli etkendir (Niçin?) Bunun en büyük gerilimle ilişkisi nedir?

4 yarı iletken diyodların lâmbalı diyodlara bakınca ne gibi üstünlükleri vardır?

5 Bir varaktor yanlışlıkla tersine bağlanırsa ne olur? Eğer gerilim, yıkıcı olmayan bir değerle sınırlansaydı bir varaktor olarak çalışır mıydı? Açıklayın.

6 Yarı iletken diyodlar yüksek sıcaklıklarda her zaman için daha az

etkindirler. Niçin? En azından iki neden vardır; biri Denk. (1) ile ilgilidir, öteki yarı-iletkenin kendine özgü iletkenliğine karşı gelen elektronların ve deliklerin sıcaklıkla üremesiyle ilgilidir.

7 Bir varaktor diyodun ne gibi pratik uygulamaları vardır?

8 Varaktorun çalışmasını gözlemede kullanılan devrede sığa ve indüksiyoncudan başka seri dirençler vardır. Niçin? Bunun sınır (eklem) sığasının bulunmasındaki etkisi nedir?

Laser Optiği

GİRİŞ

Bu deney dizisinde ışığın yayılması ve madde ile etkileşmesi gibi bazı temel özelliklerini inceleyeceğiz. Kullanılan ışık kaynağı helyum-neon gaz laseridir. Bu kaynağın verdiği ışık her ışık gibi elektromagnetik ışınımdır, fakat bilinen birçok kaynağın (güneş, elektrik ampulü gibi) yaydığı ışıktan bazı önemli özellikleri ile ayrılır. Bayağı ışık birçok dalga boyu ve bunlara uyan çeşitli frekansların bir karışımıdır. Halbuki laser ışığı çok yaklaşık olarak tek renkli yani tek frekanslıdır ve büyük bir yaklaşıkla bilinen belirli bir dalga boyu vardır. [He-Ne gaz laseri için 6323 Å]. Ayrıca, bayağı ışığın yaydığı dalgaların fazında birden ve gelişigüzel değişmeler olmasına karşılık laser ışığı, belirli bir faz bağıntısını daha uzun süreler boyunca ve çok daha büyük uzaklıklar içinde korur; bu özelliğe **koherens** denir. Koherensin deneylerde araştırılacak girişim olaylarının gözlenmesi süresince korunması gerekir.

Laser ışığı elde edilmesi ile ilgili fiziksel temeller Deney AF-1'de incelendiği için burada ayrıntıları ile ilgilenmemiz gerekmez. Kısaca değinmek gerekirse, bayağı bir ışık kaynağında her ayrı atom tam bir kaynak gibi davranır; bir atoma ısısal kaynaşma çarpışmaları veya elektriksel uyarma ile fazladan bir enerji verilirse, atom sonra bu enerjiyi, genellikle 10^{-8} s basamağında bir süre boyunca ışınım halinde yayar. Çeşitli atomlar enerji-düzeyi şemalarına bağlı olarak değişik miktarlarda enerji alabilirler ve elde edilen ışınım da ayrı ayrı atomların ışınımlarının gelişigüzel bir karışımı olur. Laserde çoğu atomlar tam aynı üst enerji hallerine çıkacak şekilde uyarılırlar ve farklı atomlardan gelen ışınımın frekansı ve fazı canlandırılmış (Stimulated) salma diye bilinen bir süreçle zamandaş olarak sönerler. Şu halde laser ışığı bayağı ışıktan daha koherent ve daha çok monokromatiktir. Bu yüzden ders kitaplarında incelenen basit sinüssel düzlem elektromagnetik dalgalar temsiline çok daha iyi bir yaklaşıma sağlar.

Deney LO-1'de geometrik optiğin ışın temsilini kullanarak kırılma indisleri farklı ortamların ara yüzeyinden laser ışığının yansımasını ve kırılmasını inceleyeceğiz. Deney LO-2'de doğrusal ve dairesel kutuplu ışı-

ğın elde edilmesi ve özellikleri araştırılacaktır. Deney LO-3 ve LO-4'de ise ışığın daha çok dalga özelliği ile ilgileniliyor; bu deneylerde koherent ışığın girişim ve kırınımla ilgili özellikleri incelenmiştir. Son olarak Deney LO-5'de koherent ışık kırınımının oldukça ilginç bir uygulamasını görüyoruz; bu, holografi denilen üç boyutlu görüntülerin biriktirilmesi ve yeniden oluşturulması için hologramları kullanma yöntemidir.

UYARI

Bu deneyde kullanılan He-Ne gaz laseri 2 mm²'lik bir alan üzerinde yaklaşık olarak 0,6 mW (miliwatt)'lik bir ışınım gücü verir, bu da 0,03 W/cm²'lik bir enerji akısına karşılıktır. Karşılaştırmış olmak için güneşten gelen enerji akısının 0,135 W/cm² olduğunu söyliyelim. Şu halde, güneşe doğrudan bakmak göz için nasıl zararlı ise laser ışığı da göz retinasını sürekli şekilde sakatlıyacak şiddette olabilir. O halde odaklanmış bir laser ışın demetine ve ayna görüntüsüne asla doğrudan bakmayınız.

Deney **LO - 1**

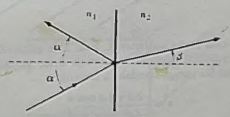
Işığın Yansıması ve Kırılması

GİRİŞ

Işığın yansıması ve kırılması olayları geometrik optik diliyle en elverişli biçimde tartışılır. Bu, boyutları ışığın dalga boyuna bakınca yeterince büyük olan aynalarda ve merceklerde geçerli bir yaklaşıklıktır. Işın yayılması tam bir doğru ile temsil edilir. Yoksa girişim ve kırınım etkileri ışık ışını diye bir şey bırakmaz.

Geometrik optikte, ışığın yayılması türdeş bir optik ortamda doğru boyunca ilerleyen **ışınlarla** temsil edilir. Bunların iki ortamın ara yüzeyindeki davranışları da yansıma kanunları veya Snell'in kırılma kanunları gibi basit iki kural ile belirlenir. Yansıma kanunu basitçe, yansıyan ışığın yüzeyin normali ile yaptığı açının Şek. 1'de gösterildiği gibi, gelen

ŞEKİL 1



ışınınki ile eşit olduğunu ve iki ışının yüzeyin normali ile aynı düzlemde olduğunu, kırılma kanunu ise, gelen ve kırılan ışınların açıları arasında

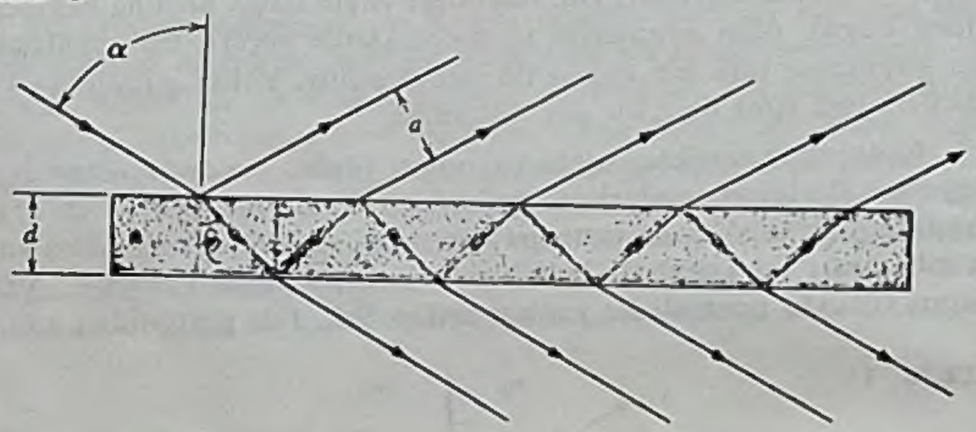
$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta \qquad (1)$$

gibi bir bağıntı bulunduğunu söylüyor. Burada n_1 ve n_2 iki optik ortamın kırılma indisleridir. Genel olarak iki saydam ortam arasındaki yüzeyde ışığın bir kısmı geçirilir ve bir kısmı yansıtılır, fakat yüzey bir ayna ise şüphesiz o zaman yalnız yansıyan ışın bulunur.

Girişim ve kırınım olayları ihmal edilebildiği zaman tüm mercek ve aynaların davranışlarını incelemek için geometrik optiğin de kuralları yeterlidir. Bunlara belki de, deneysel kanunlar yani fiziksel teorilerinin en basitleri gözüyle bakılabilir. Öte yandan bu kanunlar bir sınır yüzeye

varan bir düzlem elektromagnetik dalganın davranışını anlatan Maxwell'in alan denklemlerinden yararlanarak elektromagnetik teoriden de elde edilebilirler. Laser ışını aşağı yukarı 1 mm çapında küçük bir ışın demeti olduğuna göre soyut ışın kavramı için bir yaklaşıklık sağlayan fiziksel bir durumdur.

ŞEKİL 2



Kalın bir cam levha kullanarak, Şek. 2'de gösterildiği gibi çok katlı yansıma gözleyebiliriz. Levhanın kalınlığı d ise geçişte veya yansımada gözlenen komşu iki ışın arasındaki a uzaklığı

$$a = \frac{2\,d \sin\alpha \cos\alpha}{(n^2 - \sin^2\alpha)^{\frac{1}{2}}} \qquad (2)$$

formülü ile verilir. Bu formülün türetilişi problem olarak size bırakılmıştır. Formül n için çözülebilir ve d ile a yı ölçerek cismin n kırılma indisi elde edilebilir.

Bir cismin kırılma indisi dalga boyuna bağlı olarak biraz değişir. Aşağıda görünen spektrumun kırmızı bölgesi için n'in tipik değerleri verilmiştir.

Cisim	n
Hava	1,000276
Su	1,333
Eritilmiş kuvars	1,458
Pleksiglas	1,49
Crown camı	1,515
Flint camı	1,57 de 1,88
Elmas	2,417

Boşluk için n tanım olarak = 1'dir.

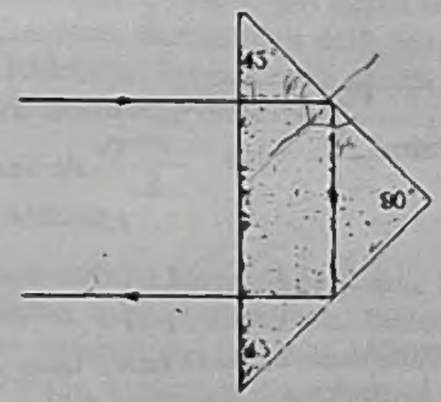
Birinci ortam ikinciden az veya çok yoğun da olsa Denk. (1) kullanılabilir. Birinci ortam az yoğun olduğu zaman ışın normale yaklaşarak kırılır; daha yoğun ise normalden uzaklaşarak kırılır. İlginç bir sınır hal Denk. (1)'in kırılan ışın için 90°'lik bir açı vermesidir; bu hal geliş açısı

$$\alpha = \sin^{-1}\frac{n_2}{n_1} \qquad (3)$$

ile verildiği zaman olur. Geliş açısı bu kritik değerden daha büyük olduğu zaman Den. (1)'e uyabilecek hiçbir β açısı yoktur. Bu halde kırılan ışın da yoktur ve gelen ışın tümü ile yansıtılır; bu olaya bekliyeceğimiz gibi iç tüm yansıma denir.

İç tüm yansıma, Şek. 3'de gösterildiği gibi 45° – 45° – 90°'lik bir üçgen prizma ile kolayca gözlenebilir. Işının ilk doğrultusu prizma yüzeyine normal olsun veya olmasın, ışının iki iç yansımadan sonra ilk doğrultusuna paralel olarak çıktığına dikkat ediniz.

ŞEKİL 3

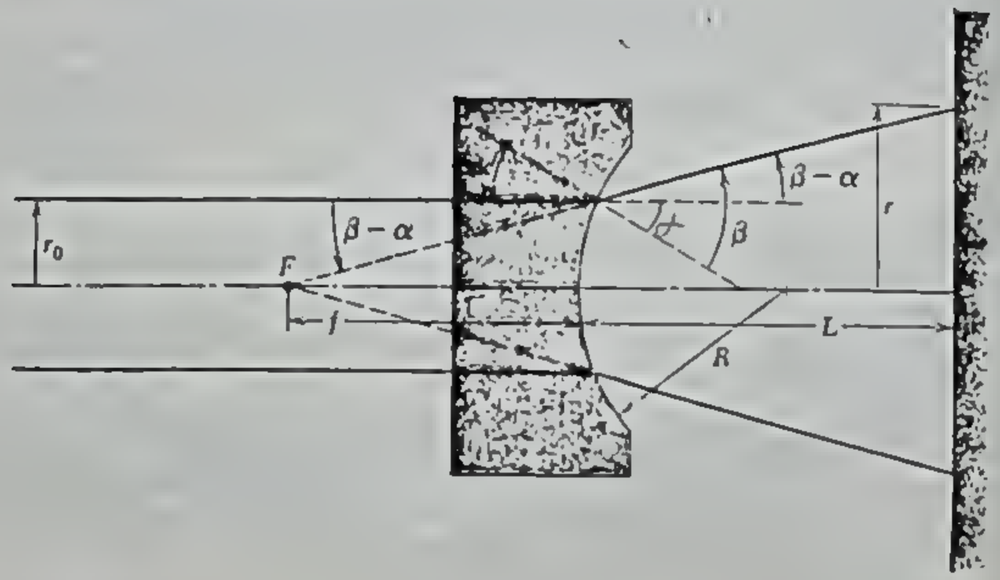


Yansıma ve kırılma kanunları merceklerin incelenmesinin de temelini oluşturur. Burada merceklerin davranışını ayrıntıları ile araştırmayacağız, sadece ilerdeki deneylerimizde kullanışlı olacak bir kaç basit örneği tartışacağız. Önce, Şek. 4'de gösterilen **düzlem-çukur** merceği göz önüne alalım. Merceğin optik eksenine paralel gelen ışınlar **odak** adı verilen bir F noktasından çıkarak gidiyormuş gibi yayılırlar. Odak noktası ile mercek arasındaki uzaklığa merceğin **odak uzaklığı** adı verilir. Bir düzlem çukur merceğin odak uzaklığının

$$f = \frac{R}{n - 1} \qquad (4)$$

ile verildiğini gösterebiliriz. Burada R, küresel çukur yüzeyin eğrilik yarıçapı n ise cismin kırıcılık indisidir. Bu formülün türetilişi birçok kitap-

ŞEKİL 4



larda verilmiştir.

Merceğin kalınlığını öteki boyutlar yanında ihmal ederek Şek. 4'den $\beta - \alpha$ açısının tanjantının $\frac{r_0}{f}$ veya $\frac{r - r_0}{L}$ ile verebileceğimizi, bundan da

$$r = r_0 \left(1 + \frac{L}{f} \right) \tag{5}$$

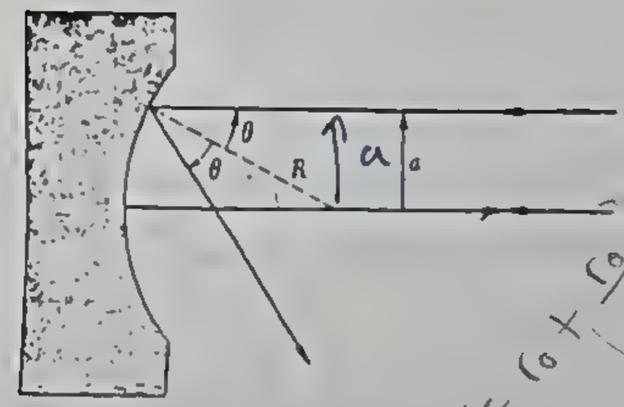
ifadesinin çıkarılabileceğini görürüz. O halde laser demetinin yarıvapı, F odağındaki bir nokta kaynaktan geliyormuş gibi L ile çizgisel olarak artarak gider. Bundan başka, demet düzgün olarak açılır. Yani demetin kesiti boyunca şiddeti başlangıçta biteviye idiyse öyle olmakta devam eder. Açılarak giden demetin çapını bir kaç uzaklıkta ölçerek merceğin F odak uzaklığının bulunan değeri Denk. (4)'den hesaplanan ile karşılaştırılabilir, veya bu denklem merceğin n kırılma indisini elde etmekte de kullanılabilir. Bunun için de R değerini bilmek gerekiyor. R'yi bulmanın çok basit bir yolu Şek. 5'te gösterildiği gibi laser demetinin ön yüzeydeki yansıması ile sağlanır. Şekilden

$$\sin \theta = \frac{a}{R} \tag{6}$$

dir. Böylece kolaylıkla ölçülebilen a ve 20 değerlerinden R elde edilebilir.

Düzlem tümsek bir merceğin eklenmesi düzlem çukur mercek hali-

ŞEKİL 5



nin tam tersidir. Tümsek mercek, paralel bir demeti bir noktada toplar. Açılarak giden bir demetin sanal kaynağından (yani demetin geliyormuş gibi göründüğü noktadan) olan uzaklığı merceğin odak uzaklığına eşit olunca çıkan demet paralel hale gelir ve merceğe gelen ıraksak demetin çapına eşit bir çapı vardır. Böylece biri çukur öteki tümsek bir çift mercek kullanarak gelen laser demetinden daha büyük çaplı fakat paralel bir laser demeti elde edilebilir. Bu büyütme biçimi Galileo teleskobunun temel ilkesini biraz alışılmamış bir biçimde ortaya koymaktadır.

DENEY

1 ÇOK KATLI YANSIMA

Kalınca bir cam levhayı laser demeti içine koyarak iki yanından çıkan çok katlı yansımış ışınları gözleyiniz. Birbirini izleyen ışınların aralıklarını ve yüzeyin normali ile demet arasındaki açıyı ölçünüz ve Denk. (2)'yi kullanarak cismin kırılma indisini bulunuz. Açının en az iki değeri için bunu tekrarlayınız. Cam yerine pleksiglas levhası koyunuz ve ölçmeleri tekrar ederek kırılma indisini bulunur.

2 İÇ TÜM YANSIMA

Şek. 3'de gösterildiği gibi 45° – 45° – 90°'lik prizmayı demet içerisine yerleştiriniz ve prizma yüzeyine dik gelen demet için iç tüm yansıma oluşuyor mu gözleyiniz. Geliş açısını tüm yansıma durumu değişinceye kadar değiştiriniz ve kritik açıyı ölçünüz. Bunu bilmekle prizmanın kırılma indisini bulabilir misiniz?

3 IRAKSAYAN DEMET

Düzlem çukur merceği demet içine yerleştiriniz ve bir kaç L değeri için demetin r yarıçapını merceğe olan L uzaklığının bir fonksiyonu ola-

rak ölçünüz. r'yi L'nin fonksiyonu olarak çiziniz; Denk. (5)'i kullanarak grafikten r_0 ve f'yi elde ediniz.

4 KIRILMA İNDİSİNİ ELDE ETMEK

Şek. 5'te gösterilen metodla çukur yüzeyin R eğrilik yarıçapını ölçünüz. Denk. (6)'yı, R'nin bu değerini ve daha önce elde edilen f değerini kullanarak mercek camının kırılma indisini bulunuz.

5 GALİLEO TELESKOBU

Düzlem-tümsek merceğin odak uzaklığını ölçmek için düzlem-çukur mercek yerinde iken, ikinci merceği paralel bir demet (ne ıraksak ne de yakınsak) elde edilecek yere koyun. Bu durumda ölçeceğiniz odak uzaklığı mercekler arasındaki uzaklık ile çukur merceğin odak uzaklığı toplamına eşittir. Bunu doğrulaya bilirmisiniz?

6 KIRILMA İNDİSİNİ ELDE ETMEK

Düzlem tümsek yüzeyin eğrilik yarıçapını aynı metotlar ölçünüz; bu R değeri ile biraz önce elde edilen f dereğinden merceğin kırılma indisini bulunuz.

SORULAR

1 Denk. (2)'den n'yi a'nın fonksiyonu olarak çözünüz. $n = 1$ sınır halinde a değeri için ne bekliyorsunuz? Formül bu sonucu veriyor mu?

2 Denk. (2)'yi türetiniz.

3 Şek. 2'deki durumda iç tüm yansıma gözlenebilir mi? Niçin?

4 Şek. (3)'teki durumda gelen ışın yüzeye dik ise tüm yansıma elde etmek için gerekli minimum n değerini bulunuz.

5 Koğuk bir kübün iç kısmı aynalarla döşenmiştir. Bir köşeye yönelmiş fakat tam köşede olmayan bir ışık ışınının üç yansımaya uğrayıp geliş doğrultusu ne olursa olsun buna paralel olacak şekilde geri döndüğünü gösterin. Yüz tane küçük köşe yansıtıcılarından bir düzenek Apollo 11'in inişinde aya yerleştirilmişti. Bu düzenekten yansıtılan laser atmaları yerdeki büyük bir teleskoptan gözlenmiştir.

6 İç tüm yansımayı gözlemek için kullandığınız prizmanın suya gömüldüğünü düşününüz. Yine iç tüm yansıma oluşacak mıdır?

Deney 10 - 2

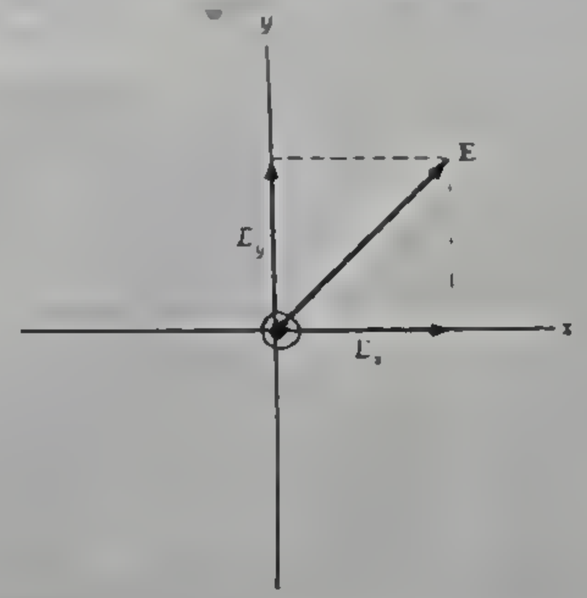
Işığın Kutuplanması

GİRİŞ

Tüm öteki elektromagnetik ışınımlar gibi, ışık da, uzayın her noktasında yayılma doğrultusuna ve birbirine dik elektrik ve magnetik alanların boşlukta yayılması ile belirlidir. Üstelik her alan bir tek düzleme paralel kalıyorsa dalga düzlem **kutuplanmıştır**, denir. Elektromagnetik ışınımların madde ile etkileşmesinde B alanından çok E alanı baskın olduğundan E, alanı doğrultusu kutuplanma doğrultusu olarak alınır.

Elektrik alanını Şek. 6'da gösterildiği gibi birbirine dik E_x ve E_y gibi iki bileşenle temsil etmek uygundur. Burada yayılma doğrultusu sayfadan dışarı, okuyucuya doğrudur. Bileşenlerden sadece biri sıfırdan farklı ise, dalga buna uyan doğru boyunca doğrusal kutuplu veya düzlem kutuplu olur. Buna karşılık, x ve y bileşenlerinin genlikleri eşit olsa da

ŞEKİL 6

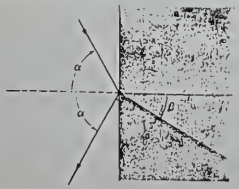


fazları arasında hiç bir bağlılık bulunmazsa dalga **kutuplanmamıştır** denir. Kutuplanmamış ışık istatistiksel bir kavramdır ve iki bileşenin başlangıç fazında tam bir gelişigüzellik gösterir; öyle ki bileşkenin doğrultusunu kestirmek olanağı yoktur. Bununla birlikte x ve y bileşenlerinin genlikleri eşit fazları da aynı ise, sonuç x ve y eksenleri ile 45° açı yapan doğrusal kutuplu bir dalgadır.

Doğrusal kutuplu ışık elde etmek için kolay yol H-tipi polarid kullanarak seçimli soğurma sağlamaktır. Geniş tabakalar halinde satılan bu madde gerilmiş polivinil alkol tabakalarına iyot soğurtmakla elde edilir. Bu işlem sırasında oldukça dikroik bir yapıda olan yani farklı kutuplanma doğrultuları için ışığı farklı miktarlarda soğuran polimerik bir iyot oluşturulur. Burada gerilme doğrultusuna paralel alan bileşeni dik bileşenden 100 kez daha fazla soğurulur. Böylelikle yeterince kalın bir tabakadan geçen ışık tüm pratik amaçlara yetecek kadar doğrusal kutuplanmıştır.

Doğrusal kutuplu ışık elde etmek için başka bir yol da **Brewster kanunu** diye bilinen bir ilkeden faydalanmaktır. İki ortamın ara yüzeyine eğik olarak gelen bir dalganın genellikle bir kısmı geçirilir ve bir kısmı yansıtılır. Brewster kanununa göre, geçirilen ve yansıtılan doğrultuların Şek. 7'deki gibi dik olması özel halinde, E dalga vektörünün sayfaya paralel olan bileşeni yansımadan geçer. Bu durumda, gelen dalganın kutuplanma durumu ne olursa olsun, yansıtılan bileşen sayfaya dik olarak doğrusal kutuplanmıştır.

ŞEKİL 7



Brewster kanunu koşulunu sağlayan geliş açısına Brewster açısı de-

nir ve bu durumda $\beta = \frac{\pi}{2} - \alpha$ olduğunu kaydederek Snell kanunu ve Şek. 7'den kolayca

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin [(\pi/2) - \alpha]} = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \tan \alpha \qquad (7)$$

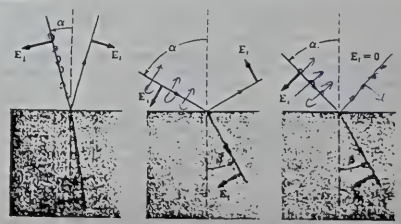
elde edilir. Aynı şekilde içten yansıyan dalganın tümcek kutuplanma şartının (Brewster açısı)

$$n = \cot \alpha \qquad (8)$$

olduğu kolyca gösterilebilir.

Brewster kanunu elektromagnetik teoriden türetilebilir ve aslında bu **Fresnel denklemleri** denilen bir takım bağıntıların özel bir halidir. Bu bağıntılar genellikle, geçirilen ve yansıtılan dalgaların genliklerini gelen dalganın geliş açısına ve kutuplanma durumuna bağlı olarak verirler. Brewster kanunu doğrudan türetilebilir, fakat biraz karışık olduğundan burada ayrıntıları ile tartışılmıyacaktır. Bunun yerine geliş düzlemi için de kutuplanmış bir dalga bileşeni için bir "tüm geçirme" açısı bulunması gerektiğini gösteren kısa bir tartışma ileri sürüyoruz. Bunun akla yatkın olduğunu göreceğiz. Bu kanıtlama Şek. 8'de verilmiştir. Normal gelişteki bir dalga daha yoğun bir ortamın yüzeyinden yansıyınca E'nin paralel bileşeninin sınır yüzeyinde sürekli olması koşulunun bir sonucu olarak yansıyan dalganın Şek. 8a'da gösterildiği gibi E'si ters çevri-

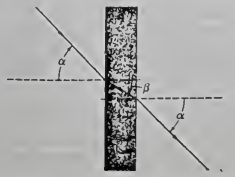
ŞEKİL 8



lir. Benzerince yüzeyi yalayıcı geliş açısı altında sayfa düzlemi içinde kutuplanmış bir dalga Şek. 8b'de verilen gibi bir E vektörü ile yansır. Geliş açısının 0'dan 90°'ye kadar sürekli olarak değiştirildiğini düşününüz. Küçük açılar için yansıyan dalganın E'si normalden öteye doğru, büyük açılar için normale doğru yönelmiştir. O halde arada belli bir açı için bu bileşenin sıfıra gittiği bir geçiş noktası olmalıdır. Bu kritik açıda yansıma yoktur, dalga tümünce geçirilir.

Brewster kanunu ile ilgili tartışmada bahis konusu dielektriğin sonlu kalınlıkta bir cam levha olduğunu ve ışığın da Şek. 9'da gösterildiği

ŞEKİL 9



gibi Brewster açısında geldiğini düşününüz. Şekil düzlemindeki E bileşeni ilk yüzeyden tümünce geçer. Fakat Brewster açısında $\tan\alpha = n$ ve $\beta = (\pi/2) - \alpha$ olduğuna göre ikinci yüze varış açısı da Brewster kanununu yani Denk. (8)'i doğrular. O halde dalganın bu bileşeni yüzeylerin hiç birinde yansımaya uğramadan tümünce geçer. Böyle bir düzeneğe **Brewster penceresi** denir.

Gaz laserlerinde çok kullanılan bir düzenek, Şek. 10'da gösterildiği gibi her iki uçta Brewster açısında bulunan pencerelerdir. E'si şekil düzlemi içinde bulunan ve laserin ekseni boyunca yayılan bir dalga, pencerelerden tümüyle geçirilir ve laser'in işlemesi için gerekli "duran dalgalar" dış yansıtıcılarca sağlanır. E'si şekil düzlemine dik olan dalga Brewster pencerelerinde kısmen yansıtıldığından bu kutuplanma hali için duran bir dalga elde edilemez. Şu halde çıkan ışık şekil düzlemi içinde doğrusal kutupludur. Bazı laserlerde gazlı tüplerin içerisinde aynalar kullanılarak Brewster pencereleri aradan çıkarılıyor. Böyle laserler her iki ku-

ŞEKİL 10

tuplanma kipinde birlikte salınım yaparak kutuplanmamış ışık oluştururlar.

Dairesel kutuplu ışıkta E vektörü bir tek doğrultuda kalmak zorunda değildir; fakat bu vektör sabit bir büyüklüktedir ve yayılma doğrultusuna dik bir düzlem içinde döner. E vektörü Şek. 6'daki gibi saatle ters yönde, yani yayılma doğrultusuna zıt yönde bakıldığı zaman saatle ters yönde dönüyorsa ışığın dairesel sağlak kutuplu olduğu kabul edilir.

Dairesel kutuplanma E'nin x ve y bileşenleri cinsinden temsil edilebilir, bu bileşenlerin genlikleri aynıdır, fakat aralarında 90°'lik faz farkı vardır. Bu, bir parçacığın dairesel hareketinin aralarında 90° faz farkı olan birbirine dik iki basit salınım hareketinin üstüste gelmesi ile temsil edilebildiği gibidir. Şek. 6'da dairesel kutuplu ışık için E'nin y bileşeni x bileşeninden çeyrek-devir-geridedir; sol kutuplu ışık için aynı ölçüde ileridedir.

Dairesel kutuplanma, E'nin iki bileşeni için kırılma indisleri farklı olan bir maddeden yararlanarak elde edilebilir. Doğrusal kutuplu bir dalga böyle bir maddeye x ve y eksenleriyle 45° açı yaparak gönderilirse, dalga maddeye girerken E'nin x ve y bileşenleri aynı fazdadır. Bu iki bileşen madde içerisinde farklı hızlarla yayıldığından, dalga ilerledikçe bir faz farkı gelişir. Levha uygun kalınlıkta ise, iki bileşen dairesel kutuplanma için gerekli 90°'lik faz farkı ile dışarı çıkar. Böyle bir levhaya çeyrek-dalga levhası (çoğu kez kısaca $\frac{\lambda}{4}$ levhası) denir.

E'nin x ve y bileşenleri arasındaki faz farkı 90°'den farklı bir değer alırsa veya genlikler farklı ise E vektörü dönerken bir daire değil de bir elips çizer ve elde edilen ışığa **elliptik kutuplanmış** ışık denir. Bu durum da doğrusal ve dairesel kutuplanmış dalgaların uygun bir şekilde üstüste gelmesi olarak alınabilir.

Kutuplanmayı giderme işlemi veya kutuplu ışığı kutuplanmamış hale getirmek, biraz daha karışıktır. Yukarda açıklandığı gibi E'nin iki bileşeni arasında gelişigüzel faz farkları oluşturmak gerekiyor; bu da en iyi şekilde dalga alnı boyunca türdeş olmayan anizotrop bir madde ile gelişigüzel faz kaymaları sağlamakla olur. Bu deneylerde herhangi bir mumlu kâğıt parçası etkin bir kutuplanmayı giderici olarak kullanılabilir.

DENEY

1 KUTUPLANMA

Laser demetini bir perdeye düşürünüz. H tipi bir kutuplayıcı parçasını laser ışın demetinin yolu üzerine yerleştiriniz. Kutuplayıcı demete dik bir düzlem içinde döndüğü zaman şiddetin değişimini gözleyiniz. Demetin söndüğü bir yönelme buluyorsanız laser ışığı doğrusal kutuplanmış olarak çıkıyor demektir. Kutuplanmamış bir ışın demeti önüne kutuplayıcı yerleştirmekle şiddetin yarıya düşmesi gerekir, fakat şiddet kutuplayıcının yönelmesinden bağımsız olacaktır? Niçin?

2 SÖNME

Kutuplayıcıdan çıkan ışığın doğrusal kutuplanmış olduğunu göstermek için birinci kutuplayıcı ile perde arasına ikinci bir kutuplayıcı yerleştiriniz. Birinci kutuplayıcının yönelişini sabit tutarak, ikinciyi döndürünüz. İkinci kutuplayıcının demet söndüren bir yönelişini bulmamız gerekir.

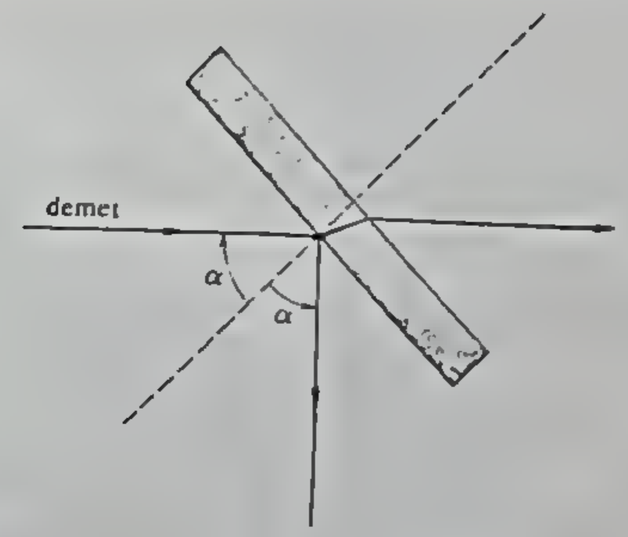
3 ÜÇ-KUTUPLAYICI DENEYİ

İki kutuplayıcı "çapraz" bir yönelmede iken aralarına üçüncü bir kutuplayıcı koyunuz. Şimdi demetin kısmen geçirildiğini göreceksiniz. Aradaki kutuplayıcının hangi yönelişi için geçen ışığın şiddeti en fazladır? Üçüncü kutuplayıcının yerleştirilmesi ile ışığın perdeye nasıl ulaşabildiğini açıklayabilir misiniz?

4 BREWSTER KANUNU

Brewster kanununu gözlemek için doğrusal kutuplu laser demeti önüne düşey bir eksen etrafında döndürülebilen bir cam levha yerleştiriniz Şek. 11'de anlatılan düzeneğin üstten görünümü çizilmiştir. Camı döndürerek yansıyan ışığın kaybolduğu bir konum bulunuz. Kutuplayıcının çeşitli yönelmeleri böyle bir koşulu gerçekleştirinceye kadar deneyiniz. Bu durumda gelen ışık şekil düzleminde mi kutuplanmıştır? Bir

ŞEKİL 11



iletki ile Brewter açısını ölçünüz ve Denk. (7)'den camın kırılma indisini hesaplayınız.

5 YANSIMIŞ IŞIĞIN KUTUPLANMASI

Cam levhayı Brewster açısında tutarak, ilk kutuplayıcı süzgeç demetten çıkardıktan sonra yansımış demet içine bir kutuplayıcı yerleştiriniz ve bunun doğrusal olarak kutuplandığını ıgösteriniz. Bu sınamayı geçen ışın için de tekrarlayınız. Geçirilmiş ışın niçin tamamiyle kutuplanmamıştır?

6 DAİRESEL KUTUPLANMA

Yukarıda anlatıldığı gibi çeyrek-dalga levhası kullanarak doğrusal kutuplanmış ışıktan dairesel kutuplu ışık elde edilebilir. Uygun kalınlıktaki gerilmiş polivinil alkolden çok basit bir çeyrek dalga levhası yapılabilir. Gerilme doğrultusuna paralel olan E bileşeni için geçişte kazanılan faz farkı dik bileşenden farklı olacaktır. Levhaların çoğu böyle bir anizotropluk gösterirler.

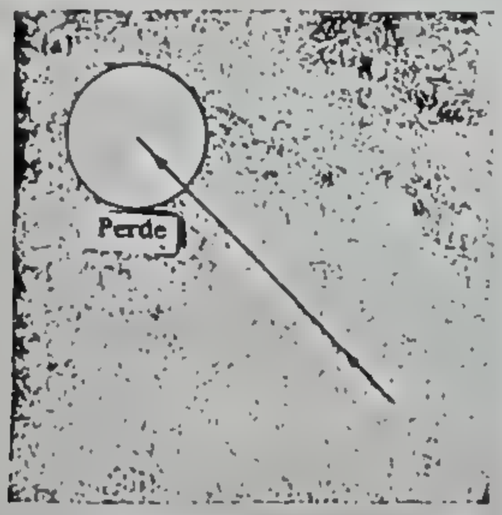
Dairesel kutuplanmış ışık ikinci bir çeyrek dalga levhası kullanarak tanınabilir; bu yönelişine göre ± 90°'lik bir faz kayması meydana getirerek iki bileşeni ya ayni faza getirir veya 180°'lik bir faz kayması oluşturur. İki çeyrek dalga levhasının eksenlerinin paralel olması halinde geçen ışığın ilk kutuplanma düzlemine dik düzlemde kutuplandığını görebilirsiniz. İki çeyrek dalga levhalarının eksenleri çapraz dik tutulursa, o za-

man geçirilen ışık ilk kutuplanma düzlemine paralel kutuplu olmalıdır. Bu gözlemleri açıklayabilir misiniz?

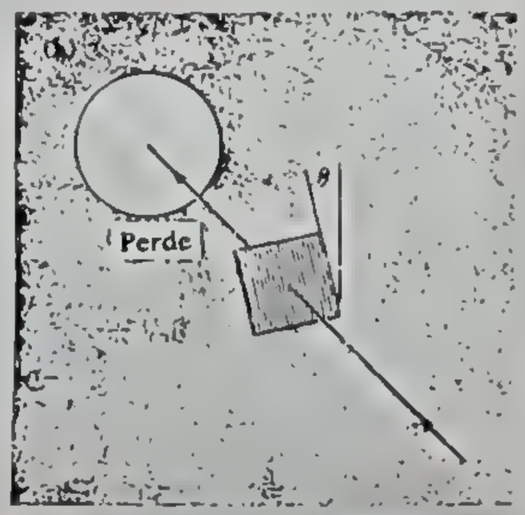
7 KUTUPLANMAYI GIDERME

Bir kutuplayıcı çift arasına bir parça mumlu kâğıt koyarak geçirilen ışık şiddetinin ikinci kutuplayıcının yönelme açısına bağlı olarak na-

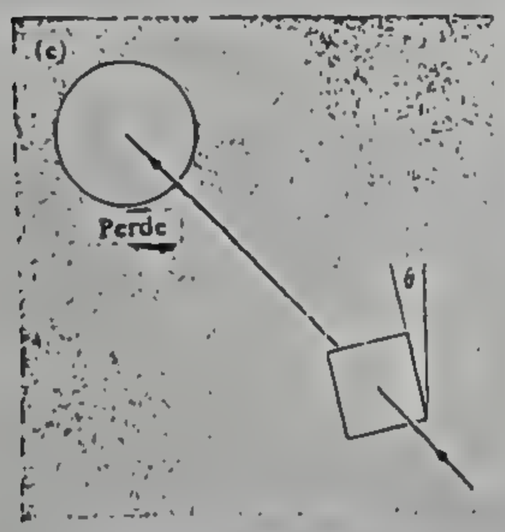
ŞEKİL 12



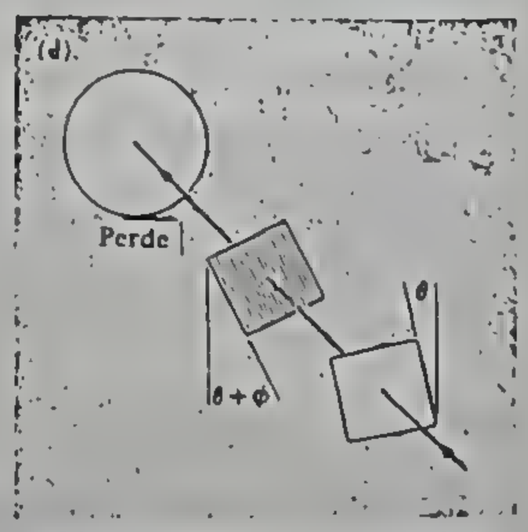
Bilinmeyen bir foton demetini çözümlemek (analizlemek) için



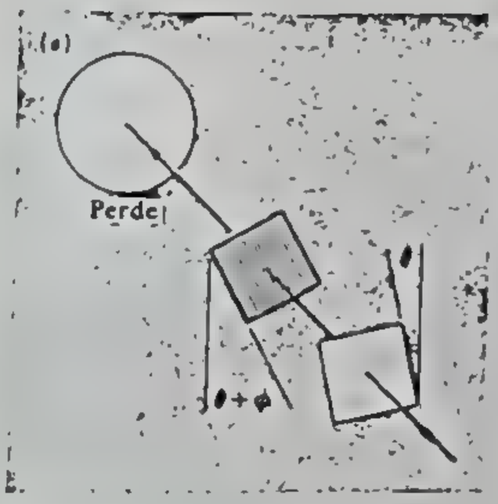
Bir kutuplayıcının maksimum geçirme yönelişini bulunuz.



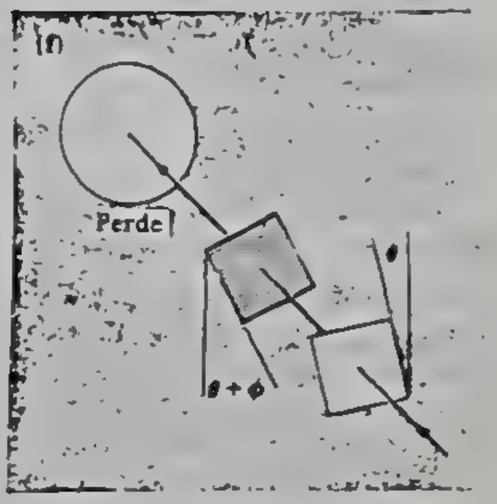
Bir çeyrek-dalga levhasını bu yönelme ile yerleştiriniz.



ve bir çözümleyici ile yeni maksimum geçiş konumunu bulunuz.



Çözümleyici bu durumda iken



ve 90° döndürülmüş iken geçirilen akıyı ölçünüz.

sıl değiştiğini gözleyiniz. Bu gözlemden mumlu kâğıttan geçirilen ışığın kutuplanma durumu hakkında ne gibi bir sonuç çıkarıyorsunuz?

8 KUTUPLANMANIN ANALİZİ

Bir ışın demeti dairesel kutuplanmış bir bileşen, doğrusal kutuplanmış bir bileşen ve kutuplanmamış bir bileşenin üstüste gelmişi olarak temsil edilebilir. Yapısı bilinmeyen bir demetin incelenmesi Şek. 12'deki şemada sistemli olarak gösterilmiştir. θ, φ açıları ve iki şiddet ölçmesi demetin kutuplanma durumuna nasıl bağlıdır?

SORULAR

1 Kutuplanma olayları havadaki ses dalgalarında gözleniyor mu? Katılardaki ses dalgaları için ayni şeyi düşünün.

2 Polaroid güneş gözlüklerinin sudan veya asfalt yol yüzeylerinden yansıyan göz kamaştırıcı parlaklığı azaltmadaki etkinliği ile Brewster kanunu arasındaki bağıntıyı tartışın.

3 Bir polaroid (kutuplayıcı levha) süzgecin ekseninin ok gibi bir doğrultusu var mıdır? Yani levhayı demeti ekseni etrafında 180° döndürmekle etkisi değişir mi?

4 Bir **yarı-dalga levhasının** (çeyrek dalga levhası gibi fakat iki kat kalınlıkta) doğrusal kutuplanmış bir demet üzerindeki etkisi ne olacaktır? Ya Dairesel kutuplanmış ışık için etkisi ne olur?

5 Kutuplanmamış ışık kusursuz bir kutuplayıcıdan geçirildiği zaman geçirilmiş şiddetin gelen demettekinin tam yarısı kadar olduğu görülüyor. Niçin?

6 Işığın bir çok cam tabakalardan oluşmuş bir cam levhalar destesine Brewster açısı altında geldiğini kabul ediniz. Geçirilen ve yansıtılan ışınlarının **her ikisinin** de düzlem kutuplu olduğu görülüyor. Bu sonuç tek levha kullanılması halindekinden nasıl ayrılır? Niçin?

7 Sağlak dairesel kutuplu bir demet solak dairesel kutuplu bir demete nasıl dönüştürülebilir? Ayni teknik solak kutuplu bir demeti sağlak kutuplu bir demete dönüştürür mü?

Deney **LO - 3**

Işığın Kırınımı

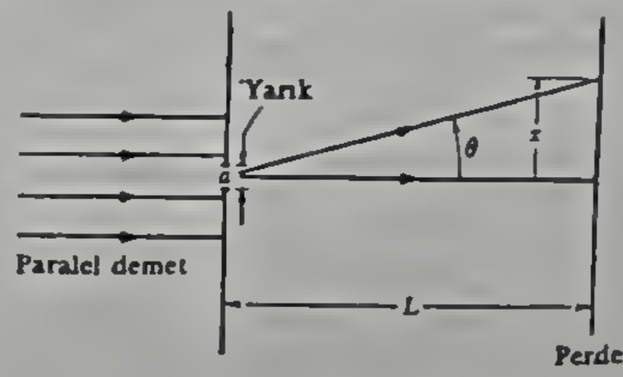
GIRIŞ

Kırınım sözcüğü, geometrik optiğin basitleştirilmiş modeli çerçevesi içinde öngörülen doğru boyunca yayılma ilkesinden ayrılık gösteren ışığın veya başka ışınımların davranışlarını anlatır. Kırınım olayının analizi her zaman, dalga temsilinin verdiği daha tam şeklin kullanılmasını gerektirir. Burada bir ışın demetinin bir engeldeki yarığa veya kıyılara çarparak engelin arkasındaki bir perdede meydana getirdiği kırınım desenleri gibi tipik durumlarla ilgileneceğiz.

Basit kırınım desenlerinin temel belirtgin niceliklerinin hesaplanması bir çok ders kitaplarından tartışıldığından, burada bunların ayrıntılarına girilmiyecektir. Bu hesapların çoğu, ışığın bu yarıktan geçerken yarıktaki çeşitli noktaların yeni birer ışınım kaynağı gibi görülebileceğini öne süren Huygens ilkesine dayanır. Gelen ışık bir düzlem dalga ise (paralel demet), yarığın düzlemi demet doğrultusuna dik oldukça bu kaynakların hepsi ayni fazdadır. Bu ikincil kaynaklardan çıkan ışınımlar gözlem perdesinin her noktasına, bu noktanın yarıktaki her noktaya olan uzaklığına bağlı bir faz ile ulaşırlar.

Kırınımı gözlemek için en basit düzenek, Şek. 13'te görüldüğü gibi a genişliğinde ince uzun bir yarık kullanmaktır. Böyle bir yarık bir düzlem dalga ile aydınlatılırsa, yarıktan dosdoğru geçerek perde üzerine

ŞEKİL 13



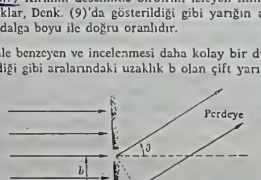
varan doğrultu üzerine düşen noktalar bir şiddet maksimumu gösterirler; çünkü bu doğrultuda yarıktaki bütün ikincil kaynaklar perdeden aynı uzaklıktadırlar, (eksen uzaklığının yarık genişliğinden çok büyük olduğu düşünülüyor) ve bunlara karşılık gelen dalgalar da perdeye aynı fazla ulaşırlar. Perde üzerinde bu noktadan uzaklaştıkça yarığın bir kıyısına uzaklık ötekisinden daha büyük olur ve buna uygun faz farkları doğar. Tam söndürücü girişim olabilen noktalarda

$$a \sin\theta = n\lambda \qquad n = 1, 2, \ldots \tag{9}$$

olması gerekir. Sıfır şiddetteki bu noktalar arasında başka maksimum şiddet bölgeleri bulunur, fakat bunlar orta maksimum kadar parlak değillerdir (Niçin?) Kırınım deseninde birbirini izleyen minimumlar arasındaki uzaklıklar, Denk. (9)'da gösterildiği gibi yarığın a genişliği ile ters oranlı, λ dalga boyu ile doğru oranlıdır.

Birinci hale benzeyen ve incelenmesi daha kolay bir durum da Şek. 14'de gösterildiği gibi aralarındaki uzaklık b olan çift yarık kırınımıdır.

ŞEKİL 14



Her yarığın genişliğini ihmal edersek, yol farklarının sıfır veya dalga boyunun tam katlarına eşit olduğu zaman, yani

$$b \sin\theta = n\lambda \qquad n = 0, 1, 2, \ldots \tag{10}$$

olunca, iki yarığın ışınımları yapıcı girişim oluştururlar. Yol farkı dalga boyunun yarı katları, veya

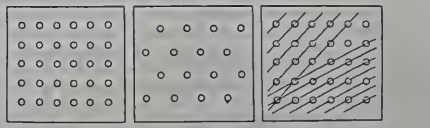
$$b \sin\theta = (n + \tfrac{1}{2})\,\lambda \quad n = 0, 1, 2, \ldots \tag{11}$$

olunca söndürücü (veya yıkıcı) girişim olur. Kırınım desenindeki aralıkların yine b ile ters, λ ile de doğru oranlı olduğunu görürüz.

Çift-yarık düşüncesini genişleterek daha kullanışlı olacak bir düzeneğe optik ağ denilen, eşit aralıklı bir çok yarık düzeneğine geçebiliriz. Faz bağıntıları tam çift yarık düzeneğinde olduğu gibidir ve dolayısıyle maksimum ve minimum yerleri önceki halin aynıdır. Yalnız çift yarıktan farklı olarak maksimumlar daha keskindir; yani bir maksimumun iki yanında şiddet düşüşü çok daha hızlı olur. Bunun nedeni kısaca şudur; iki yarık halinde bir maksimumun bir yanına doğru gidersek komşu iki yarıktan gelen dalgalar arasına küçük bir faz farkı girer ve dolayısıyle buna rastlayan şiddet azalması da oldukça küçüktür. Fakat aynı aralıklarda birçok yarık varsa dizinin iki ucundaki yarıklar arasındki faz farkları hızla artar ve söndürücü girişim oluşur. Eşit aralıklı yarıklar dizisine kırınım ağı denir; N yarıklı bir ağ için şiddet deseni ifadesi bir çok kitaplarda verilmiştir.

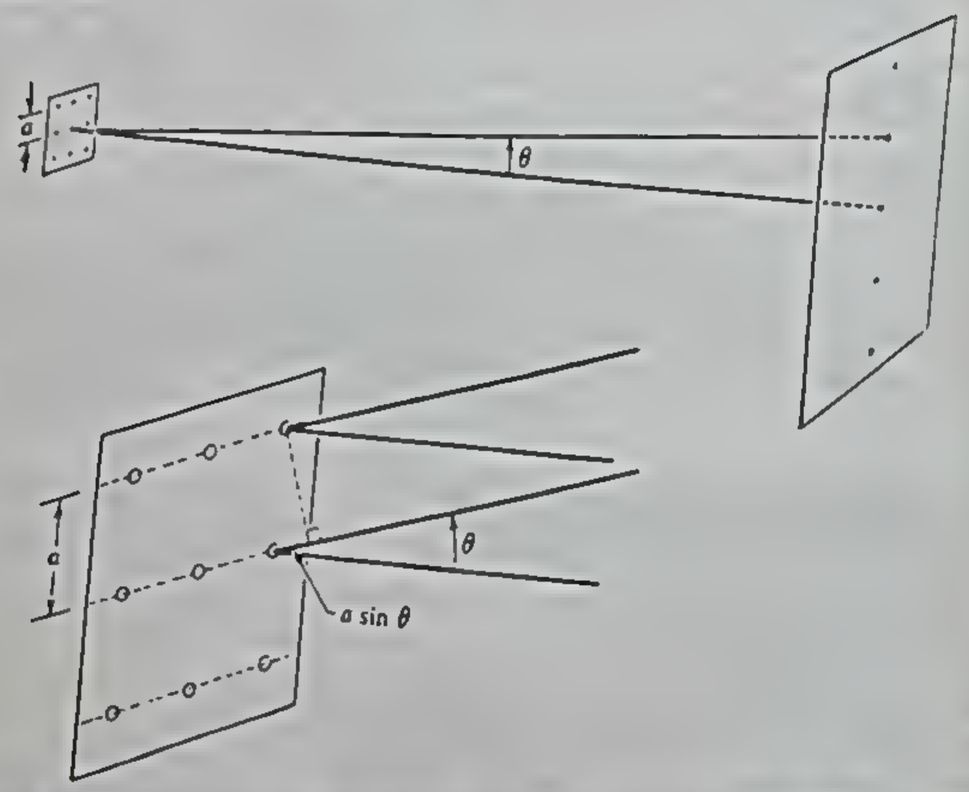
İlginç bir değişiklik Şek. 15a'da gösterildiği gibi kare veya dikdörtgen deseni oluşturan deliklerden kurulu bir kırınım ağı kullanmaktır. Bunun oluşturduğu kırınım desenlerindeki şiddet maksimumları iki basamaklı bir işlemle çok kolayca bulunabilir. Önce ağı Şek. 15c'de gösterildiği gibi paralel bir sıra delikler dizisi ile temas ediyoruz ki, şekil, bu kare ağ halinde farklı seçiş olanaklarından ikisini veriyor. Yine perde uzaklığını delik aralıklarına bakınca çok büyük olduğunu kabul ederek, bir diziye dik düzlem içinde bulunan herhangi bir noktaya bu dizideki bütün açıklıklardan gelen ışınımlar aynı fazda olduğunu görüyoruz. İkinci komşu iki diziden gelen ışınımların da hangi koşullarda aynı fazda olacağını arıyoruz; öyle ki tüm deliklerden gelen ışınımlar aynı fazda olsun. Açıkça, bu komşu diziler arasındaki yol farkı dalga boyunun tam katları olunca gerçekleşecektir. Şu halde, örneğin kare ağ için kırınım deseninde maksimum şiddetli noktaların bir kısmı Şek. 16'da gösterildiği gibi yönelmiş bir sıra ışıklı lekelerden oluşmuştur ve konumları

ŞEKİL 15



$$a \sin\theta = n\lambda \qquad n = 0, 1, 2, \ldots \tag{12}$$

ŞEKİL 16



koşulu ile bulunur. Farklı dizilerin seçiliği (örneğin 45°'lik köşegenler) aralıkları farklı delikler dizisi ve bunlara uyan farklı ışıklı leke dizisine yol açar. Biraz düşünülürse her iki halde ışıklı leke dizilerinin, bunları veren delik dizisine dik olduğu görülür. Dolayısiyle kırınım deseni sadece delik deseni yapısı ile belirlenmiş olur. Şek. 15b'de gösterilmiş olan altıgen ağ düzlemi için tam benzer bir analiz yapılabilir.

Bu analiz temel ilke olarak X-ışınları kırınımında kullanılan analize çok benziyor. Bunun için dalga boyu, bir kristalin atomları arasındaki uzaklıkla aynı basamakta olan bir X-ışınları demeti kullanılır. Her atom, ışınları saçarak az önce anlattığımız dizgedeki ayrı deliklerin gördüğü işi görür. Elde edilen kırınım deseninin şekli kullanılan kristalin yapısına göre değişir. Elde edilen X-ışınları kırınım desenleri günümüzde, katıların kristal yapısını ayrıca sıvıların, polimerlerin veya daha başka atom düzenlenişleri üzerinde bilgi edinmemizi sağlayan çok önemli bir deneysel araçtır.

DENEY

1 TEK - YARIKLI KIRINIM

Laser demetini tek-yarıklardan birisine yöneltiniz ve kırınım desenindeki şiddet minimumlarının x_n konumlarını ölçünüz. Bunları tutan $\text{tg}\theta_n$ değerlerini $\text{tg}\theta_n = \frac{x_n}{L}$ bağıntısını kullanarak bulunuz. Trigonometrik fonksiyonlar çizelgesinden $\sin\theta_n$ değerlerini bulunuz. $\sin\theta_n$'nin n'ye bağlı olarak değişimini veren verileri bir grafiğe taşıyınız ve ölçü noktaları arasından geçen en yakın doğruyu çiziniz. Denk. (9)'u ve bu grafiği kullanarak $\frac{a}{\lambda}$ değerini bulunuz. He-Ne laseri için bilinen λ değerini kullanarak, a yarık genişliğini bulunuz.

Kullandığınız yarık genişliği 0,1 mm'den büyükse ıraksak bir laser demetini yarığa yönelterek yarık kenarlarının gölgesine bakmakla genişliğini doğrudan bulabilirsiniz. Bunu yapmak için odak uzaklığı küçük olan çukur bir merceği laserin hemen önüne yerleştiriniz. Yarığı ıraksayan demetin içine merceğin hemen yakınına yerleştiriniz. Şimdi perde de yarığın büyütülmüş bir görüntüsünü görmeniz gerekir. Görüntünün genişliğini ve merceğin odak uzaklığını ölçerek yarık genişliğini hesaplıyabilmeniz gerekir. Başka bir yol da önünde engel bulunmayan laser demetinin perdedeki çapının, yarık düzlemi içindeki çapına oranını büyütme olarak kullanmaktır. Bu şekilde bulunan yarık genişliğini kırınım deseninden hesap edilen değerle karşılaştırınız.

Farklı genişlikte başka bir tek yarık kullanarak desenin nasıl değiştiğini nitel olarak gözleyiniz. Yukarıdaki ölçmeleri bu yarık ile veya farklı bir L uzaklığı için tekrarlayabilirsiniz.

2 ÇİFT - YARIKLI KIRINIM

Laser demetini çift-yarık sistemlerinden birisine yönelterek yukarıdaki işlemi tekrarlayınız. Denk. (10)'u kullanarak $\frac{b}{\lambda}$ değerini ve bunun yardımıyle yarıklar arası uzaklığı bulunuz. Desen yarıklar arası b uzaklığına nasıl bağlıdır? Ya her yarığın a genişliğine nasıl bağlıdır? Her yarığın genişliğini değiştirmekle elde edilecek etkiyi anlayabilir misiniz?

3 KIRINIM AĞI

Laser demetini çeşitli ağ dizilerine yönelterek yarık sayısını arttırmakla elde edilecek etkiyi gözleyiniz. Oldukça kaba bir ağ aralığı için

ıraksayan bir laser demeti kullanarak kafesin büyütülmüş görüntüsüne bakabilmeniz gerekir. Bu yolla her yarığın genişliği, yarık aralığı ve yarık sayısını bulabilirsiniz.

4 DELİKLER AĞLARI

Kare biçimli yarık dizilerinden birini kullanarak kırınım desenini gözleyiniz. Kırınımda bir sıra maksimum arasındaki aralıkları ölçünüz ve yarık genişliğini elde ediniz. Bu ağ yerine ayni aralıklı fakat daha geniş delikli başka bir ağ koyunuz. Maksimum yerlerinin değişmediğini, fakat bu halde desenin öteki halden daha fazlasının göründüğünü bulmanız gerekir. Niçin?

Yukarki gözlemleri altıgen şeklindeki yarık dizileri için tekrarlayabilirsiniz. Yeterince geniş diziler için ıraksayan laser demetini kullanarak dizinin büyütülmüş bir görüntüsünü elde edebilirsiniz.

SORULAR

1. Tek yarık ile perde perde arasındaki bölgenin suya gömüldüğünü düşününüz. Kırınım deseni nası değişecektir?

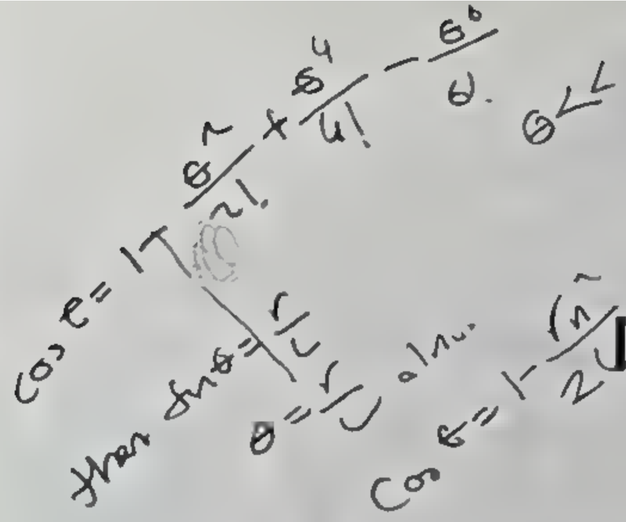
2. Çift-yarıklı kırınım deseni ayni genişlik ve aralıktaki iki ayrı yarık desenlerinin üstüste gelmişi midir? Yani, önce bir yarık sonra ötekini ışığa açık tutarak bir filim üzerinde çift yarık deseni kaydedilebilir mi? Açıklayınız.

3. Laser demetinde yarıktan önce çukur düzlem bir merceğin yerleştirildiğini düşünün. Öyle ki, yarıklara çarpan demet açılarak gelsin. Bunun kırınım desenine etkisi nitel olarak ne olacaktır?

4. Çift-yarıklı bir kırınım deneyinde, yarıklardan bir tanesinin bir laser demeti ile, ötekinin ise başka bir laserden gelen demet ile aydınlatıldığını düşününüz. Bu, iki ayrı laser kullanılması ile eş değer midir? Açıklayınız.

5. Bir kafesin kırımn desenini elde etmek için laser yerine bildiğiniz ampul ve merceklerle paralel bir demet elde ettiğinizi düşününüz. Bunun oluşturduğu kırımın deseninin şekli nasıl olacaktır?

6. Odak uzaklığı —1,5 cm olan ıraksak bir merceğin oluşturduğu ıraksayan bir laser demetinin önüne bir yarık yerleştirilmiştir. Oldukça iyi belirlenmiş bir gölge elde edilmesi için yarık genişliği ne olmalıdır? (Yarığın gördüğü açının kırınım açısından büyük olması gerektiğini kriter olarak kabul ediniz.)



Deney **LO - 4**

Işığın Girişimi

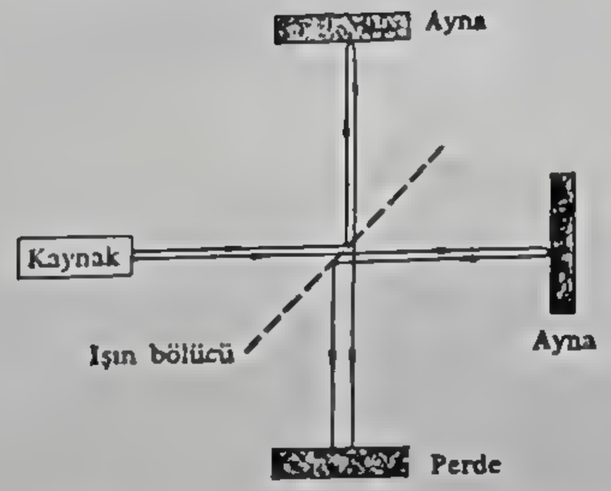
GİRİŞ

Deney LO-3'de gözlenen kırınım olayları, gelen dalgaların, bir dalga yüzeyinin farklı noktalarından yayılan dalgalar arasındaki girişiminden ileri gelmiştir. Örneğin, çift yarık deneyinde, iki yarıktan yayılan dalgaların yarıklardan **ayni fazlı** olarak ayrıldıkları olgusunu kullandık. Bu kesin faz bağıntısı da yarıkların kaynaktan ayni uzaklıkta olmasından ve kaynaktan gelen bir dalga alındaki farklı noktalar arasında belirli bir faz bağıntısı bulunmasından ileri gelir. Böyle bir faz bağıntısının varlığı **yerel koherentlik** diye bilinir.

Bu deneyde benzer fakat biraz farklı bir özellikte,n dalganın yayılma doğrultusunca ayrılmış bulunan noktalar arasındaki belirli faz bağıntısı bulunması özelliğinden yararlanacağız. Bir takım aynalar düzenlemisi ile laser demetini iki ışına böleceğiz ve aynaları öyle ayarlıyacağız ki iki ışın yeniden birarava getirilmezden önce farklı yollar almış bulunsunlar. İki dalga farklı yollar aldığına göre yeniden bir yere getirilmiş demetler arasında girişim oluşması ilerleme doğrultusunda belirli bir faz bağıntısı gerektirir. Böyle bir bağıntıya **zaman koherentliği** denir. Belirli frekansta tam sinüslü bir dalga (doğada büyük yaklaşıkla gerçekleştirmesi güç sınır hal) hem yerel hem de zaman koherentliği gösterirdi.

Zaman koherentliğine bağlı girişim olaylarını göstermek için uygun bir düzenek şeması Şek. 17'de verilen Michelson interferometresidir. Bu aleti ışığın hızını büyük bir yaklaşıklıkla ilk kez ölçen Albert Michelson tarafından geliştirildi. Michelson bu aletle bağıllık teorisinin temel taşlarından biri olan ışık hızının yayılma doğrultusundan bağımsız olduğu özelliğini de göstermişti. Demet bölücü olarak, Michelson, geliş doğrultusu ile 45°'lik açı yapan ve yansıyan ve geçen ışık dalgalarının genliklerini hemen hemen eşit kılacak biçimde yarı gümüşlenmiş bir ayna kullandı. Intereferometreden büyükçe bir kaynağa bakıldığı zaman girişim etkileri gözlenmekte idiki ışınının toplam yol uzunlukları farkı sıfır veya dalga boyunun tam katları halinde yapıcı girişim, dalga boyunun yarı katlarında ise yokedici girişim oluşmasını bekleriz.

ŞEKİL 17



Laser demetinin iyice paralel halde bulunması ve iyice monokromatik oluşu dolayısiyle girişim desenini interferometreye bakarak görecek yerde bir perde üzerine düşürerek görmek mümkündür. Bu düzeneğin iki yararı vardır; bunlardan biri birkaç gözlemcinin girişim desenini ayni anda gözleyebilmesi, öteki ise girişim deseni ile ilgili ölçmelerin perde üzerinde doğrudan doğruya yapılabilmesidir. Üstelik interferometreye bakarak görülen sanal girişim deseni yerine perde üzerinde oluşturulan gerçek girişim desenini tartışmak her halde daha kolaydır.

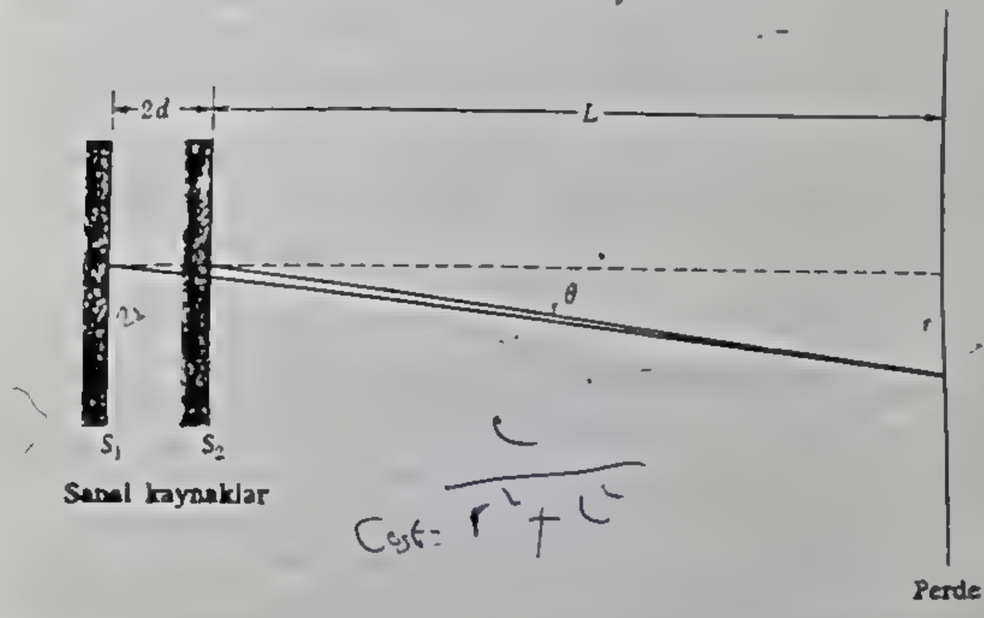
UYARI

> Odaklanmış bir laser demeti altında interferometreye bakmamak gerektiğini yeniden hatırlatalım. Buna karşılık ıraksak bir demete tehlikesizce bakabilirsiniz.

Girişim deseni perdede aydınlık ve karanlık halkalar dizisi halinde görünür. Bu saçakların oluşunu anlamak için aynaların görevini görüntüler cinsinden anlatmak uygun olacaktır. Aynalar Şek. 18'de gösterilen konumlarda iken noktasal bir kaynağın iki sanal görüntüsünü verirler. Yani her ayrı demetten perdeye vuran ışık, bunları veren sanal kaynaktan geliyormuş gibidir. Sanal kaynakların konumları iki ışın demetinin kaynakla perde arasındaki toplam yol uzunlukları ile belirlenir. İki sanal kaynak açıkca koherenttir.

Aynalar, perdeye ulaşan ışınlar tam paralel olacak ve optik yol uzunlukları da eşit olacak şekilde yerleştirilmiş olsun. O zaman aynalar-

ŞEKİL 18



dan biri ileri veya geri d kadar hareket ettirilirse sanal kaynaklar arasındaki uzaklık 2d olur. Şek. 18'de görüldüğü gibi iki sanal kaynaktan gelerek L uzaklığında bulunan perdenin ortasından r uzaklıkta bir noktaya varan, ışığı göz önüne alıyoruz. Yol farkı veya kosinüs hatası

$$2d\cos\theta = n\lambda \qquad n = 0, 1, 2, \ldots \tag{13}$$

ile verildiği zaman yapıcı girişim oluşur. Kaynak ve perde L'ye bakınca küçükse, $\cos\theta$ yerine $1 - \frac{r^2}{2L^2}$ yaklaşık ifadesi alınabilir. Girişim saçaklarının r_n yarıçapları

$$2d\left(1 - \frac{r_n^2}{2L^2}\right) = n\lambda \tag{14}$$

ile verilen ayni merkezli bir sıra aydınlık halkalar olmasını bekleriz. r_n ve r_{n+1} ardısıra iki aydınlık halkanın yarıçapları ise, Denk. (14)'den

$$r_n^2 - r_{n+1}^2 = \frac{\lambda L^2}{d} \tag{15}$$

yazabiliriz. Aynalardan biri veya ikisi birden hafifçe eğilirse halka deseninin merkezi değil de, merkezin bir tarafındaki kısım görülür.

Aynalardan biri ileri veya geri $\lambda/2$ kadar hareket ettirilirse optik yol uzunluğu λ kadar değişir, ve girişim deseninde her saçak bitişik saça-

ğın yerine geçecek şekilde kayar. Aynayı ölçülebilen bir uzunluk kadar hareket ettirmek, yer değiştiren saçakları saymakla, dalga boyunun doğrudan ölçülmesini sağlarız. Bu ayrıca zaman içinde koherentliğin ne kadar sürdüğünü belirler. Yol uzunlukları saçakların oluşması için gerekli koherentliği kaybetmeden ne kadar farklı olabilirler?

Çeşitli yerlere kutuplayıcılar yerleştirilerek Michelson interferometresinde ilginç değişiklikler yapılabilir. Bu değişikliklerin çözümlenmesi öğrenciye bırakılmıştır.

DENEY

1 MİCHELSON İNTERFEROMETRESİ (Girişimölçeri)

Laser demetini Michelson interferometresi içinden perdeye yöneltiniz. Normal olarak perdede parlak iki ışıklı leke göreceksiniz. Işın bölücünüzün birden fazla yansıtıcı yüzeyi varsa daha başka ışıklı lekeler görebilirsiniz. Hareketli aynanın yönelmesini iki leke üstüste gelecek şekilde ayarlayınız. Birleştirilmiş ışıklı lekede hafif titremeler görebilirsiniz. Bu nereden geliyor? Laserin hemen önüne iraksak bir mercek yerleştiriniz. (Girişim deseninin merkez bölgesini aydınlatmak için merceğin yerini ayarlamanız gerekebilir.) Şimdi, merkezleri perdeye düşen bir sıra halka gözlemeniz gerekir. Saçak deseninin merkezi görülmüyorsa aynayı dikkatlice ayarlayarak girişim saçaklarının merkezini perdenin orta kısmına getirmelisiniz.

Bir cetvelle desenin merkezinden başlayarak aydınlık veya karanlık saçakların yarıçaplarını ölçünüz ve kaydediniz. Yarıçapların karelerini hesaplayınız ve ardısıra gelen yarıçap karelerinin farklarını alınız. Bu, Denk. (15)'teki gibi sabit bir sayı olmalıdır.

İnterferometrenin iki aynası ile demet bölücü arasındaki uzaklıkları dikkatle ölçerek d uzaklığını hesaplayınız Bu ölçmeleri çok dikkatli yapmanız gerekecek. Ayrıca, ışığın demet bölücü içinden geçtiği yol uzunluklarını da bulmanız gerekecektir. Işınların ışın bölücüsünün ayni yüzeyinden veya ayrı yüzeylerinden yansıması farklıdır. Ayrıca, iki ışının cam içerisindeki yolları ayni midir? Değilse, camın kırılma indisini bilmemiz gerekir, veya olmazsa ışın bölücü ile özdeş bir levhayı dengeleyici olarak ışınların yolu üzerine koyunuz. Son olarak, iraksak merceğin arkasındaki sanal kaynakları perdeye olan toplam L uzaklığını bulunuz. Bütün bunları Denk. (15)'de yerlerine koyarak $r_n^2 - r_{n+1}^2$ 'yi hesaplayınız. Sonucunuzu gözlediğiniz saçak aralığı ile karşılaştırınız. İki değeriniz pek uyuşmuyorsa d'yi bulurken yanlışlık yapmış olacaksınız; ışın bölücüsünden geçen ışık yollarını bir daha gözden geçirmelisiniz.

2 KUTUPLANMIŞ IŞIĞIN GİRİŞİMİ

Laserinizde iç yansıtıcı aynalar varsa, Deney LO-2'de tartışıldığı gibi demet kutuplanmamış olacaktır. Işın demeti Brewster pencerelerinden geçerek laser'in boşalma tübünden çıkıyorsa doğrusal kutuplanmış olacaktır.

Kutuplanmamış ışık veren bir laser demeti halinde her yansıtıcı ayna önüne bir kutuplayıcı levha yerleştiriniz. Kutuplayıcıların eksenleri paralel iken şiddetle 2 çarpanı kadar bir azalma beklenir ise de saçak deseninde hiç bir değişiklik olmaması gerekir. Niçin? Kutuplayıcılardan birinin eksenini iki eksene dik olacak şekilde döndürürsek ne olur? Açıklayınız. İki kutuplayıcı çapraz iken kutuplama ekseni iki kutuplayıcı ile 45°'lik açı yapan üçüncü bir kutuplayıcıyı laserin hemen önüne yerleştiriniz. Son olarak dördüncü bir kutuplayıcıyı doğrudan perdenin önüne yerleştiriniz. Bu kutuplayıcının eksenini döndürdüğünüz zaman ne oluyor? Tüm olanları açıklayabilir misiniz?

Laser demetiniz doğrusal kutuplu ise yukarıki deneyi değişik şekilde yapmak gerekecektir. Önce, laserin önüne bir kutuplayıcı koyarak demet sönünceye kadar döndürmekle kutuplanma düzlemini bulunuz. Şimdi iki aynanın önüne eksenleri laser demeti düzlemi ile 45°'lik açı yapan çapraz iki kutuplayıcı yerleştiriniz. Girişim deseninin kaybolması gerekir. Niçin? Perdenin önüne üçüncü bir kutuplayıcı yerleştiriniz ve kutuplanma eksenini döndürünüz. Ne gözlüyorsunuz? Neden?

3 DAİRSEL KUTUPLANMA

Doğrusal kutuplayıcılara ek olarak sekizde-bir dalga ve çeyrek-dalga levhaları kullanarak dairesel kutuplanmış ışık elde edebilir, sol ve sağ dairesel kutuplu ışıkların girişimini inceleyebilirsiniz. Böyle deneyler düzenlenmesi sizin hünerinize bırakılmıştır

SORULAR

1 "Demet bölücü" aynanın demeti, eşit iki ışına değil de biri ötekinden daha şiddetli iki ışına ayırmış olsun. Bunun girişim deseninideki etkisi ne olacaktır?

2 Iraksak mercek yer değiştirince saçak deseninde aydınlanmış kısım niçin değişiyor? Açıklayın.

3 Iraksak merceğin yerini değiştirince saçak desenindeki orta kısım niçin etkilenmiyor? Merkez yerinin ayni kaldığına, saçaklarda da varsa bile çok az bir kayma olduğuna dikkat edin.

4 Dairesel kutuplu bir demet bir aynadan yansıtıldığı zaman yansıyan demetin kutuplanma durumu ne olur?

5 Düzlem kutuplu bir demet bir çeyrek-dalga (ekseni kutuplanma düzlemi ile 45°'lik açı yaparak) levhadan geçiyor. Sonra bir aynadan dik açı altında yansıtılıp tekrar çeyrek-dalga levhadan geçiyor. Son demetin kutuplanma durumu nedir?

6 Soru 5'deki çeyrek-dalga levha yerine sekizde bir-dalga levha yerleştirilmiş olsun; son demetin kutuplanma durumu nedir?

7 Gaz doldurulmuş boşaltılabilen saydam bir kutu aynalardan birinin önüne yerleştirilmiş olsun. Kırılma indisi birden çok az farklı olan bir gazın, kırılma indisinin böyle bir düzenekle nasıl ölçülebileceğini açıklayın.

8 Gerçek bir görüntü düşünmek yerine, Michelson interferometresi ile geniş bir kaynak ile çalışır ve sanal bir görüntü elde edilebilir. Zahiri girişim saçaklarının gözlenmesi için niçin genişçe bir kaynak kullanılması gerektiğini açıklayın.

Mikrodalga Optiği

Microwaves : $\lambda = 0{,}1 - 10\,cm$

UHF | MW | Kırmızı ötesi

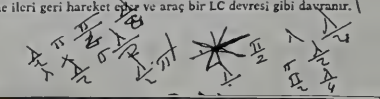
GİRİŞ

Bu deney dizisinde dalga boyları 3 cm yöresinde elektromagnetik dalgaların özelliklerini ve davranışlarını inceleyeceğiz. Mikrodalga terimi çoğu kez, dalga boyları elektromagnetik dalga spektrumunun 0,1 cm ile 10 cm olan bölgesine giren dalgaları belirtir. Bu bölgenin bir yanında ultra yüksek frekanslı (uhf) radyo ve televizyon spektrumu öteki yanında ise kırmızı ötesi dalgalar spektrumu bulunur.

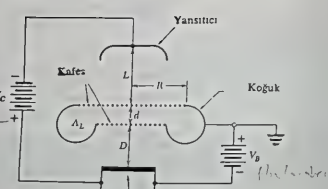
Görülebilir ışıkla gözlenen olaylar mikrodalgalarla da yapılabileceği için burada optik terimini de kullanmak uygun düşer; fakat dalga boyu değişik olduğu için olayların ölçeği değişik olacaktır.

Mikrodalgalar da deneysel çalışmalar yapmak için en gerekli iki araç dalga kaynağı, (titreşken osilatör) ile dalgayı algılayan algıç (detector)'tur. Bayağı radyo ile televizyon vericilerinde, LC rezonans devreleri ile birlikte transistör veya triyod lambalı yükselteclerin oluşturduğu titreşken (osilatör)'ler kullanılır. Birkaç yüz megahertz'den (1 MHz = 10^6 Hz = 16^6 dönem/s) büyük frekanslarda böyle titreşkenler yapmanın ~~zor~~ en (pratik) olmayışının bir çok nedenleri vardır. Ana güçlük elektrotlar ve bunlarla bağlantılı olan elektronik lambaların ve transistörlerin arasındaki küçük, fakat vazgeçilmez kondansatörlerde yatar. Bir kondansatörün alternatif akım impedansı frekansla ters oranlı değiştiğine göre, böyle dağınık kondansatörler yeterince yüksek frekanslarda kısa devre gibi davranır. İkinci bir güçlük de elektronların araçtan geçiş zamanının yüksek frekans işaretinin periyoduna yakın olması halinde ortaya çıkar.

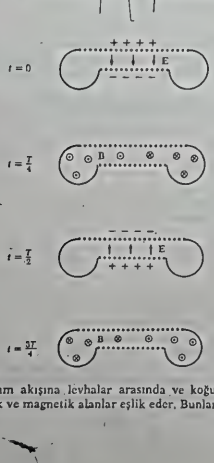
Bugün bu güçlüklerden kaçınmak için düşünülen düzeneklerde aracın temel parçaları olan elektrodlararası sığalardan ve elektron geçiş zamanlarından yararlanılır. Bu deneylerde titreşken olarak kullanılan düzenek Şek. 1'de gösterilmiştir. Bu yansımalı klystron diye bilinir. Bu alet içine alışılmış LC rezonans devresi yerine koğuk denilen simit biçimli yuvarlak bir yapı yerleştirilmiştir. İki kafes, bir kondansatörün levhaları, bunları çevreleyen şişkinlik de tek sarımlı bir indüksiyoncu kangal olarak iş görür. İşleme halinde yük koğuğun dış yüzeyinden geçerek bir kafesten ötekine ileri geri hareket eder ve araç bir LC devresi gibi davranır.



ŞEKİL 1



ŞEKİL 2



Bu titreşimli akım akışına levhalar arasında ve koğuğun iç kısmında titreşimli elektrik ve magnetik alanlar eşlik eder. Bunlar başlıca Şek. 2'de

görüldüğü gibi kafesler arasında oluşan elektrik alanı ile simit biçimli koğuğun iç kısmında oluşan bir magnetik alandır. Yük ve akım sinüssel olarak salınırsa, alanlar da böyle salınır. Yük ve akım çeyrek dönem faz dışı olduklarından, elektrik ve magnetik alanların da çeyrek dönem faz dışı olmalarını bekleriz. Şek. 2 bir dönemin farklı anlarında yük ve akımların yaklaşık şekillenimlerini gösterir.

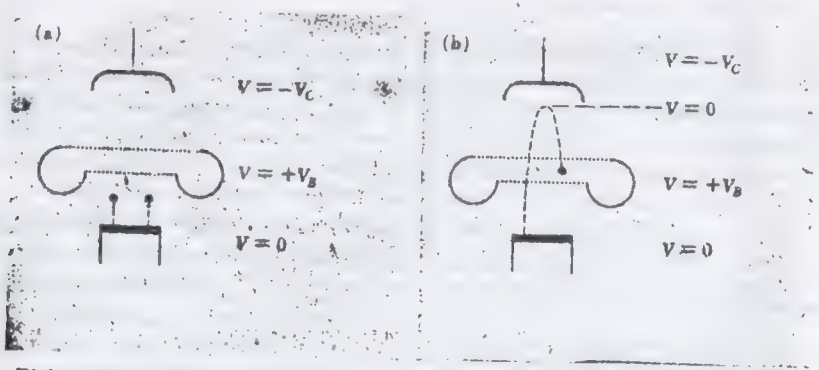
Bir LC devresindeki salınımlar sonsuz olarak devam etmez, fakat devrede her zaman bulunan direncin yolaçtığı enerji kaybı yüzünden sönümlenir. Bu olay Deney ED-3'de ayrıntıları ile incelenmişti. Klystrondaki salınımlar da ışıma yüzünden ve koğuğun çeperlerindeki akımlar yüzünden sönümlenir. Karşımıza çıkan sorun salınan alana bu kayıpları karşılayacak enerjiyi geri yedirerek sürekli salınımları ayakta tutmaktır. Bu, kafesler arasından geçen bir elektron demeti ile sağlanır. Elektronlar katot tarafından sürekli olarak salınır ve katotla koğuk arasındaki alan da bunları hızlandırır. Elektronlar kafesler arasındaki salınımlı alandan geçerlerken, salınımın oraya vardıkları andaki fazına göre, bir kısmı hızlanır başka bir kısmı ise yavaşlar. Sonuç olarak, ortalama demet hızına bağlı olarak demetteki elektronların bir kısmı ileriye bir kısmı da geriye doğru sürüklenir. Bunun sonucu demet boyunca bazı yerlerde elektron birikintisi olur.

Demetin tümü kafesten geçtikten sonra yansıtıcı elektroddaki negatif potansiyelle durdurulur ve geri çevrilir (yansımalı klystron sözcüğü buradan çıkar). Birikintili demet bir sıra elektron atmaları halinde ve salınımlı alanla aynı frekansta olarak levhaya döner. Şimdi yansıtıcı gerilim uygunca ayarlanırsa, bu atmalar salınım döneminin öyle bir anında geri dönerler ki levhalar arasındaki alternatif alan tarafından yavaşlatılırlar; bu ivmeli hareket yüzünden elektronların ışıma ile kaybettikleri enerji salınan alana gider ve böylece salınımlara uygun frekansta ve fazda bir enerji geri yedirilmesi için gerekli mekanizma oluşur. İşleyiş Şek. 3'te şema halinde gösterilmiştir.

Burada en canalıcı etken elektron birikintilerinin gidiş-dönüşü için gerekli zamandır; bu da, demet gerilimi ve yansıtıcı gerilim ile belirlenir. Dolayısıyla, klystronun yalnız bu iki gerilimin belirli düzenlenişleri ile salınıma girmesi şaşırtıcı olmaz. Bununla birlikte belirli bir demet gerilimi için uygun faz bağıntısı veren birkaç yansıtıcı gerilim değeri vardır. Klystron'un çalışması Deney MO-3'de ayrıntıları ile incelenecektir.

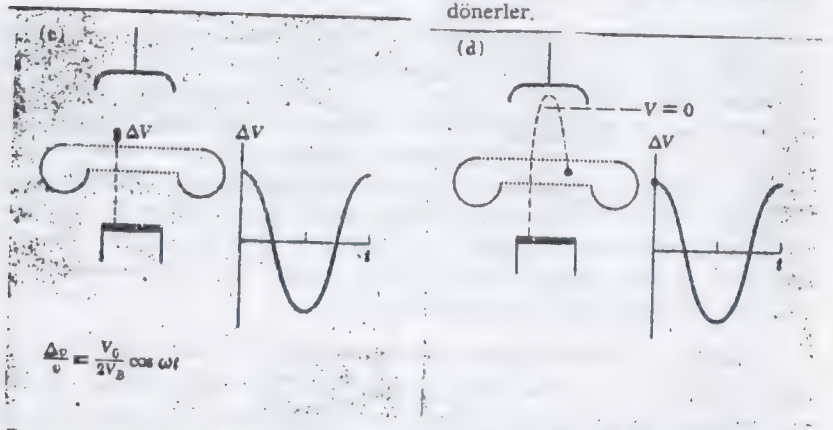
Klystron'dan mikrodalga gücü elde etmek için koğuğa bir çiltlenim halkası yerleştirilir. Koğuktaki salınımla magnetik alan bu halkada bir indüksiyon gerilimi meydana getirir; bununla doğan mikrodalga akımı bir eksenli (koaksial) bir çıkış iletkeninden bir çıkış antenine akar ki,

ŞEKİL 3



Elektronlar ısıtılmış oksitli katottan salınır ve anoda doğru hızlandırılır.

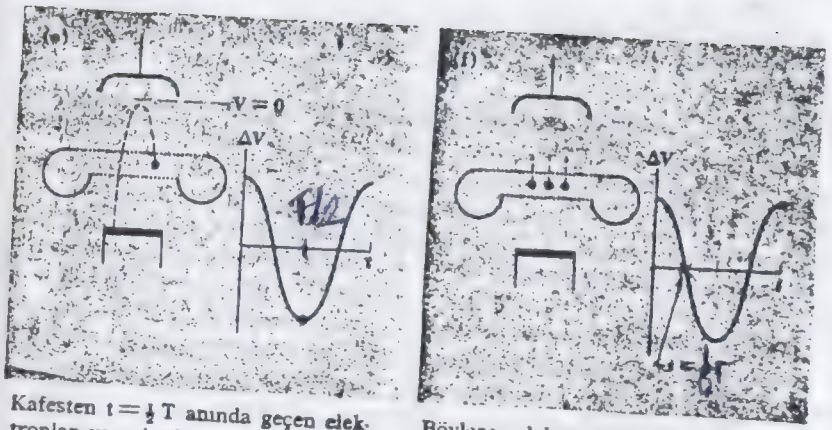
Anod kafeslerinden geçerek çevrilme bölgesine giren elektronlar oradan gerisin geri kafesler arasına dönerler.



Rezonans yapısı titreşmekte ise elektronlar kafesten hızları modüle edilmiş olarak çıkarlar.

Kafesten t = 0 anında geçen elektronlar hızlandırılır, az sonra geri çevrilinceye kadar biraz daha ilerler.

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{V_0}{2V_B}\cos \omega t$$



Kafesten t = ½ T anında geçen elektronlar yavaşlatılırlar ve geri çevrilinceye kadar pek öteye gidemezler, yani daha önce geri dönerler.

Böylece elektronlar, t = ¼ T elektronları yöresinde birikirler. Bu kümeler koğuğa döndüklerinde onu yeniden uyarırlar.

ŞEKİL 4

bu da bir dalga kılavuzu içine ışıma yaparak oradan çıkış hunisine ulaştırılır. Huniden çıkan dalga yeterince uzakta yaklaşıkca düzlem dalga biçimindedir.

Mikrodalga algıçlarında (detector) bildiğimiz genlik modülasyonlu radyo alıcılarındakine çok benzeyen ilkelerden yararlanılır. Burada iletkenliği bir yönde daha büyük olan bir yarı-iletken diyod kullanıyoruz. Bağlantı kondansatörü mikrodalga frekanslarındaki doğrultulmuş işaretler için bir süzgeç görevi görür; öyle ki diyodun çıkış gerilimi mikrodalga işaretinin genliğine bağlı bir doğru gerilim olur. Bu deneylerde kullanılan tipik bir mikrodalga diyodu olan 1N 23'ün tepki karakteristiği Şek. 4'de gösterilmektedir. Küçük genliklerde diyod gerilimi yaklaşık olarak mikrodalga **şiddeti** (birim yüzeydeki güç) ile orantılıdır; bu da **E** alan genliğinin karesi ile orantılı olur. Daha yüksek düzeylerde diyod gerilimi daha çok **E**'nin genliğinin kendisiyle orantılıdır. Bu gerilim yüksek impedanslı bayağı bir elektronik voltmetre veya bir osiloskopla ölçülür. Araç öyle yapılmıştır ki, diyod **E** alanının sadece ekseni doğrultusundaki bileşenine duyarlıdır; böylece diyod dalganın kutuplanmasını gösteren bir gösterge olarak da kullanılabilir. Diyod, geliş katı açısını sınırlayan alıcı hunisinin arkasındaki dalga kılavuzunun dip tarafına yerleştirilmiştir.

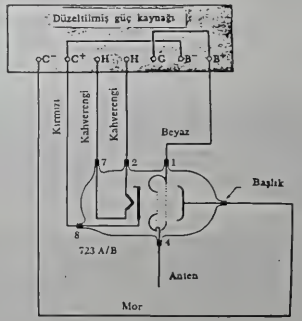
Deney **MO - I**

Mikrodalga Üretimi ve Yansıma

GİRİŞ

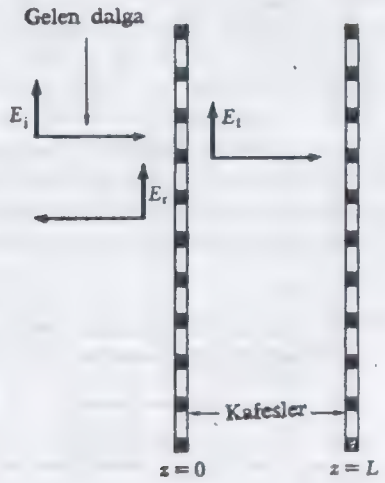
723 A/B kataloğ numaralı yansımalı klystron 3,5 cm ile 3,1 cm arasındaki dalga boylarında yani 8,5 ile 9,6 GHz frekansları arasında işleyen bir alçak gerilim klystron'u olarak her yerde bulunur. Gerekli gerilimler Şek. 5'de gösterildiği gibi, klystron'u düzenli güç kaynağına bağlamakla elde edilir.

ŞEKİL 5



Mikrodalgaların dalga boylarını ölçmek için uygun bir yol duran dalgalardan yararlanmaktır. Bir duran dalga Şek. 6'da gösterilen düzenek ile elde edilebilir. Her kafes dalganın bir kısmını geçirir ve bir kısmını yansıtır, öyle ki kafesler arasındaki dalga her iki yönde yayılan dalgaların bir üstüste gelmesidir, yani bir **duran dalgadır.**

ŞEKİL 6

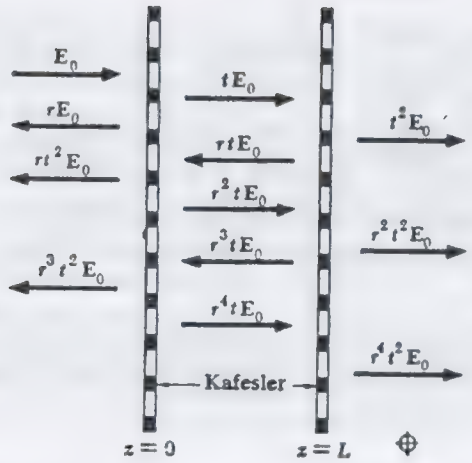


Bu durumu ayrıntılı olarak çözümlemek için her kafesin davranışını aşağıdaki gibi tanımlanmış bir t geçirme katsayısı ve r yansıma katsayısı ile temsil ediyoruz. Perdeye E_i genliğinde bir dalga gelmişse geçen dalganın genliği tE_i yansıyan dalganın ise rE_i'dir. Perde enerji **soğurmuyorsa** (iyi bir iletken halinde durum budur), o zaman yansıyan ve geçen dalgaların toplam gücü gelen dalganın gücüne eşit olmalıdır. Bu da şu bağıntıyı verir.

$$|r|^2 + |t|^2 = 1 \qquad (1)$$

Şimdi iki perde olunca ortaya çıkan çok yansımalı hali ele alalım; durum Şek. 7'de gösterilmiştir. İkinci perdeden geçen dalga değişik sayılardaki "iç yansımalara" uğramış dalgaların üstüste gelmişidir. Genel olarak bu kısmî dalgaların aldıkları toplam yol uzunlukları hep farklı olduğundan, hepsi ayni fazda olmayacaklar, ve kısmen yıkıcı girişim oluşacaktır. Bununla birlikte perdeler arasındaki uzaklık $\lambda/2$'nin tam katlarına eşit ise yol uzunlukları λ'nın katları kadar değişir ve geçen dalgala-

ŞEKİL 7



rın tümü **ayni fazda** olur. Bu halde kısmi genlikleri sadece toplayarak geçen dalganın toplam genliğini bulabiliriz. Böylece

$$E_t = t^2E_0 + r^2t^2E_0 + r^4t^2E_0 + \ldots + = (1 + r^2 + r^4 + \ldots)t^2E_0 \qquad (2)$$

elde ederiz.

Bu, sonsuz bir geometrik dizi terimlerinin toplamını veren formülden yararlanarak kolayca hesaplanabilir:

$$1 + \alpha + \alpha^2 + \ldots + = \frac{1}{1-\alpha} \qquad (3)$$

Bölme işlemini doğrudan yaparak bu bağıntı doğrulanabilir. Buna göre

$$E_t = \frac{1}{1-r^2}\, t^2E_0 \qquad (4)$$

ve

$$E_r = r\left(1 + \frac{1}{1-r^2}\, t^2\right)E_0 \qquad (5)$$

buluruz. Kafesler arasındaki uzaklık $\lambda/2$'nin tam katı olduğu zaman dalga ikinci levhadan tümünce geçer, yoksa, enerjinin bir kısmı verici huniye geri yansır. Böylece ikinci levha ileri geri hareket ettirildikçe, n tam sayı olmak üzere kafesler aralığı yaklaşıkça $\frac{n\lambda}{2}$ olduğu zaman geçen dalganın şiddeti bir maksimuma ulaşır.

Dalga boyunu bulmak için başka bir yol, kafes aralığını sabit tutarak aradaki duran dalgayı araştırmaktır. Daha önce belirtildiği gibi, kafesler arasındaki bölgede yansımalar yüzünden her iki yönde yayılan dalgalar vardır. Bu dalgalar ayni genlikte iseler, ardarda oluşan duran dalga deseninde, yarı-dalga boyu aralıklı düğüm noktaları bulunur. Bu noktalarda genlik sıfırdır; iki düğüm noktasının artasında karın noktaları bulunur. Karınlarda genlik her dalganın genliğinin iki katı olur.

Yansıyan dalganın genliği gelen dalganınkinden daha küçükse, düğüm oktalarında genlik bir minimuma ulaşır, fakat sıfır olmaz. "İleriye giden" genlik A, "geriye gelenin"ki B ise, karın noktalarındaki genlik (A + B), düğüm noktalarında (A – B) olacaktır. Düğüm ve karın noktalarının aralıkları iki dalganın eşit genlikte oldukları haldekinin aynıdır.

DENEY

1 KLYSTRON'UN İŞLEYİŞİ

Klystronu işletmek için güç kynağını Şek. 5'teki gibi bağlayınız. Önce fitile bir enerji vermek için güç vericisini "hazır ol" (standby) düğmesine getirerek bir dakika kadar bekleyin. +B ve – C denetim düğmeleri orta konumlarında olmak üzere, çalıştırma gerilimlerine uygulayın. +B bağlantılarını 300 V'a – C'yi de 100 V'a ayarlayın. Demet akımı 25 mA yakınlarında olmalıdır. Elektronik voltmetre (VTVM)'yi algıça (detector)'a bağlayın ve hunisini klystron'un çıkış hunisine karşı çevirin. VTVM güç düğmesi ac (alternatif akım) konumuna mı yoksa dc (doğru akım) konumuna mı çevrilmelidir?

Şimdi voltmetreye bakarken, yansıtıcı gerilimi (– C)'ye değiştirip mikrodalga çıkışının nasıl değiştiğini gözleyin. – C'yi 100'den 200 V'a kadar değiştirmekle çıkışta birkaç maksimum ve minimum gözlemeniz gerekir; bu kümeli elektron demetinin, salınımları güçlendirmeğe veya yoketmeğe elverişli bir faz ile koğuğa dönmesi koşullarına karşılık gelir. – C'yi – 150 V yakınlarında bir maksimum çıkışa ayarlayın.

Algıç hunisini demet yakınlarında gezdirerek çıkış hunisinin ışıma desenini bulun. Şiddet, çıkış hunisine olan uzaklıkla nasıl değişiyor?

2 KUTUPLANMA

Algıç hunisinin yönelişini değiştirerek mikrodalgaların düzlem kutuplu olduklarını gösterin. Algıçtaki diyodun yönelişine bakarak kutuplanma doğrultusunu bulun. Algılanan işareti alıcı huni açısının fonksiyonu olarak ölçün. Açıya bağlılığın nasıl olacağını kestirebilir misiniz?

$\omega = \frac{1}{LC}$

$C = \frac{\epsilon A}{d}$

$f = \frac{c}{\lambda}$

Verilen metal kafesler bir ışık demetindeki kutuplayıcı süzgeçler (polarizörler) gibi davranır. Elektrik alan vektörü E yarıklara dik olduğu zaman levhalar arasından geçiş % 100'dür, paralel olduğu zaman ise % 100'den çok azdır; kafes tellerinde akım indüksiyonunu düşünerek bu davranışı anlayabilir misiniz? Kafeslerin bu davranışını deneysel olarak doğrulayın.

Şimdi verici ve alıcı hunileri hiç bir işaret elde etmiyecek şekilde çaprazlama (birbirlerine 90' dik) yerleştirin. Huniler arasındaki kafesi, hangi biçimde yerleştirdiğiniz zaman algıç'da bir işaret oluşur. Bu işaretin kutuplanması ne olacaktır? Beklediklerinizi deneysel olarak sınayın.

Kaynakla, algıç arasına herhangi bir şey koyarak mikrodalgaların kutuplanma düzlemi değiştirilebilir mi? Bir kaç nesne deneyin.

3 DURAN DALGALAR

Duran-dalga deseni şöyle gözlenebilir: İki huni arasına ince bir kontraplak levha yerleştirin. Dalganin bir kısmı tahta tarafından soğrulur, bir kısmı geçirilir, bir kısmı da yansıtılır. Levha duran-dalga deseninde bir karın noktasına yakın olduğu zaman, soğurulma en büyük, düğüm noktasına yakın olduğu zaman ise en küçük olacaktır. Böylece tahta, eksen boyunca yer değiştirdikçe algıç tarafından ölçülen şiddet dönemsel olarak değişecektir.

Birbirini izleyen birkaç maksimum ve minimumun konumunu ölçün. Bunlardan dalga boyunu elde edin ve bundan da klystron frekansını hesaplayın.

4 FREKANS DEĞİŞİMİ

Klystronun frekansı yansıtıcının gerilimi ile biraz değişir (% 1 basamağında); fakat daha büyük frekans değişimleri, klystron'da bu amaçla konulmuş bir vidayı döndürerek klystron içindeki kafes aralığını değiştirmekle sağlanabilir. Klystronunuzun ölçü yapmağa yeterli güç düzeyleri verebileceği maksimum ve minimum dalga boylarını ve frekansları bulun.

SORULAR

1 Elektron demetinde yansıtılarak kafesler arasından ikinci defa geçen elektronlar ne oluyor?

2 Klystron neden demet gerilimi ile yansıtıcı gerilimin ancak bazı kombinasyonları için titreşime girecektir?

3 Klystron'da kafes aralığını değiştirmekle ne gibi bir elektriksel etki elde ediliyor? Bu frekansı neden değiştiriyor?

4 Dairesel kutuplanmış mikrodalgalar elde etmek mümkün müdür?

5 Zıt yönlerde yayılan ve genlikleri sırayla A ve B olan dalgaların oluşturdukları duran dalga deseninde maksimum ve minimum genliklerin sırayla (A + B) ve (A – B) olduğunu gösterin.

PRİZMA

Hazırlayan : Dr. Demir İNAN
1985 Şubat

Konu : Izgeölçeri tanımak; ışık kırıcı ortam olarak bir prizmayı incelemek; tepe açısını deneysel olarak ölçmek; en küçük sapma (S_{ek}), renklere ayrılım, ayırma gücü, dağınım gibi kavramları deneyerek öğrenmek.

GENEL AÇIKLAMALAR

1. Kırıcı Ortam Olarak Prizma

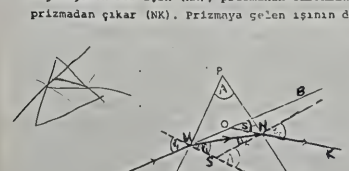
Işık için saydam olan [redacted] (maddelerden) yapılmış, birbiriyle belli bir açı (A) yapan iki düzlem yüzeyi olan cisimlere **prizma** denir. Prizmalar değişik amaçlarla kullanılırlar; sözgelimi, dürbünlerde yansıtıcı olarak; ışık kaynaklarından gelen ışınları renklerine (dalgaboylarına) göre ayırıcı olarak, maddenin kırma çarpanını (n) incelikle ölçmek amacıyla v.b.

Bilindiği gibi ışık, bir ortamdan diğerine geçerken, ortamlar içindeki hızına ve ortamlar ara kesitine çarpma (gelme) açısına bağlı olarak, yolundan sapar. Eğer ışık, hızının daha büyük olduğu bir ortamdan (az yoğun ortam), hızının daha küçük olduğu bir ortama (yoğun ortam) geçiyorsa, ortamlar ara kesitinin dikeyine yaklaşarak sapar. Işık, hızının daha küçük olduğu bir ortamdan (yoğun ortam), hızının büyük olduğu ortama (az yoğun ortam) geçerken de ortamlar ara kesitinin dikeyinden uzaklaşacak şekilde sapar. Bu olgüya **ışığın kırılması** denir. Işığın birinci ortamdaki hızına v_1, ikinci ortamdaki hızına v_2, ortamlar ara kesitinin dikeyiyle birinci ortamda yaptığı açıya i (gelme açısı), ikinci ortamda yaptığı açıya r (kırılma açısı) dersek, bunlar arasında Snell Yasası olarak bilinen yalın bir bağıntı vardır :

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2} = n = \frac{nr}{ni} \qquad (1)$$

Burada n, belli iki ortam için değişmez bir sayıdır ve ikinci ortamın birinci ortama göre ışığı kırma çarpanı ya da **kırıcılık katsayısı** olarak bilinir. Buna göre, ışığın bir ortamdaki hızı da c/n'dir (c, ışığın boşluktaki yayılma hızı).

Prizmanın bir yüzeyi üzerine çarpan bir ışık ışını, her iki yüzeyinden de geçerken kırılır ve prizmadan çıkan ışın, çarpan ışın doğrultusundan farklı bir doğrultu kazanır; yani prizma, ışının doğrultusunu saptırmıştır. Işın doğrultusundaki bu sapma, prizmanın yüzeyleri arasındaki açıya (A), prizmanın yapıldığı maddenin prizmanın içinde bulunduğu ortama göre kırma çarpanına (n), prizmaya çarpan ışık ışınının dalgaboyuna (λ) ve ışının prizmaya çarpma (gelme) açısına (i) bağımlıdır. Prizmanın iki yüzeyi arasındaki açı (A), prizmanın **tepe açısı** ya da **kırma açısı** olarak bilinir. Genelde, prizmanın tepe açısına doğru gelen bir ışın (RM), prizmanın tabanına doğru saparak prizmadan çıkar (NK). Prizmaya gelen ışının doğrultusu (HB) ile,



prizmadan çıkan ışının doğrultusu (OX) arasındaki açı (S), **sapma açısı** olarak bilinir. Şekildeş kolaşca görüleceği gibi,

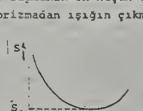
$$A = r_1 + r_2 \qquad (2)$$

$$S = (i_1 - r_1) + (i_2 - i_r) \qquad (3)$$

dir. (1),(2),(3) eşitlikleri, prizmadaki kırılmayla ilgili genel denklemlerdir. Bu eşitliklerin çıkarılmasında prizma tabanının geometrik biçiminin işe karışmadığına dikkat ediniz.

2. En Küçük Sapma (S_{ek})

Prizmaya çarpan tek dalgaboylu bir ışık ışınını gözönüne alalım. Eğer bu ışının çarpma açısını (i_1) değiştirirsek, sapma açısı (S)'de değişecektir. Deneysel olarak i_1=90°'den başlayarak i_1 açısı küçültülürse, S sapma açısının önce küçüldüğü, belli bir noktadan sonra da büyüdüğü gözlenir. Sapmanın en küçük olduğu durumda, çarpma (gelme) açısı (i_1) prizmadan ışığın çıkma açısına (i_2) eşittir. Ve bu durumda prizma içinden geçen ışın, prizmanın tepe açısının açıortayına diktir (bunu irdeleyiniz). Bu durum için (2) ve (3) eşitlikleri yazılırsa,

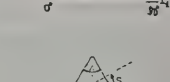


$$(i-r) + (i-r) = S_{ek}$$

$$r + r = A$$

ve buradan

$$r = \frac{A}{2} \; ; \quad i = \frac{A+S_{ek}}{2}$$



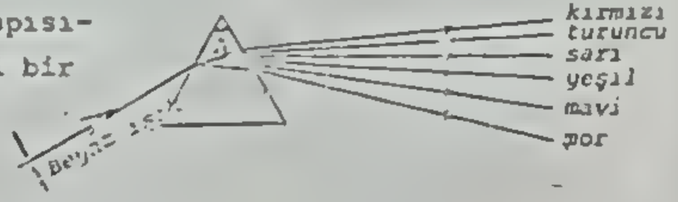
değerleri (1)'de yerine konursa,

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin((A+S_{ek})/2)}{\sin(A/2)} \qquad (4)$$

elde edilir. Bu durumda, prizmanın tepe açısı ve en küçük sapma açısı ölçülürse, prizmanın yapıldığı maddenin, prizmanın içinde bulunduğu dış ortama (deneyde hava) göre, o dalgaboyu için kırma çarpanı incelikle bulunabilir.

3. Prizmada Işığın Renklere Ayrılması, Dağınım

Newton 1666'da beyaz ışığın (ya da güneş ışığının) bir prizmadan geçtiğinde, renklerine ayrıldığını gözledi. Böylece beyaz ışığın kırmızı, turuncu, sarı, yeşil, mavi ve mor renklerinden oluştuğunu bulmuş oldu. Prizma ile ışığın renklerine ayrılmasına dağınım denir. Prizmanın, beyaz ışığı renklerine ayırması bize şunu gösterir: Değişik dalgaboylarında ışık ışınları için prizmanın kırma çarpanı (n) değişiktir. Böylece prizmaya değişik dalgaboyları içeren beyaz ışık gönderildiğinde, her dalgaboyu için kırma çarpanının değişik olması sonucu, prizmadan değişik sapma açıları altında ve renklere ayrılmış olarak ışınlar çıkar. Işığın böyle dalgaboylarına ayrılıp sıralanaşına (spektrum) izge denir. Çeşitli ışık kaynaklarından gelen ışınların dalgaboylarına ayrılarak çözümlenmesi, maddenin ve atom yapısının incelenmesinde önemli bir araçtır.



4. Prizmada Açısal Dağınım

Bir izgeölçerle, prizmadan geçen bir ışının, çıkışta prizma yüzeyinin dikeyiyle yaptığı açıyı (i')ölçebiliriz.Birbirine yakın dalgaboylarındaki (λ_1,λ_2) iki ışının prizmadan çıkış açıları i' ve i" ise,

$$\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda \qquad \text{ve} \qquad i" - i' = \Delta i$$

den $\Delta i/\Delta\lambda$'ya, ya da sınır durumu için $di/d\lambda$'ya açısal dağınım (angular dispersion) denir. Dağınım, birbirine yakın iki dalga boyundaki ışınının açısal ayrılmasının bir ölçüsüdür. Açısal dağınımı aşağıdaki gibi iki terimin çarpımı şeklinde gösterebiliriz.

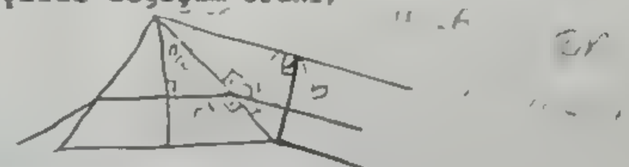
$$\frac{di}{d\lambda} = \frac{di}{dn} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \qquad (5)$$

Burada n, kırma çarpanıdır. (5) eşitliğinde sağ yandaki birinci terim, prizmanın geometrisine bağımlıdır. İkinci terim ise prizmanın yapıldığı malzemenin özelliğine bağımlıdır; ve çoğunlukla sadece dağınım olarak adlandırılır. Şimdi birinci terimin,prizmanın geometrisine bağımlılığını görelim :

(1) eşitliğinde r'yi değişmez varsayarak diferansiyel alırsak,

$$\frac{di}{dn} = \frac{\sin r}{\cos i}$$

buluruz. En küçük sapma durumunda prizmanın herhangi yüzeyinde de eşit sapmalar olacağından, toplam açısal değişim oranı,



$$\frac{di}{dn} = 2\,\frac{\sin r}{\cos i}$$

olacaktır. Geometrik bağıntılarla (bu işlemler öğrenciye bırakılmıştır),

$$\frac{di}{dn} = \frac{2l\sin(A/2)}{l\cos i} = \frac{B}{b}$$

bulunabilir. Böylece bu terimin sadece prizmanın geometrisi ile ilgili olduğu bulunmuş olur. Artık açısal dağınım için,

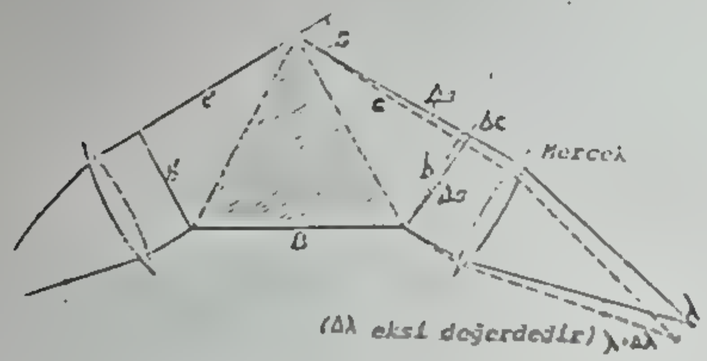
$$\frac{di}{d\lambda} = \frac{B}{b}\,\frac{dn}{d\lambda} \qquad (6)$$

yazılabilir.

5. Prizmanın Çözme (Renk Ayırma)Gücü

Genelde çözme gücü, birbirine yakın iki dalgaboyunun (λ ve $\lambda+\Delta\lambda$) birbirinden ayırdedilebilmesi için kullanılan bir deyimdir. Çözme gücü $\lambda/\Delta\lambda$ ile belirtilir. Burada λ birbirine yakın iki dalgaboyunun ortalama değeri ve $\Delta\lambda$'da bunlar arasındaki dalgaboyu farkıdır. $\Delta\lambda$'nın küçülmesi, dalgaboylarının birbirine daha yaklaştığını, fakat yine de çözülebildiğinde, çözme gücünün büyüdüğünü gösterir. Öyleyse çözme gücü büyükse, birbirine yakın dalga

boylarının keskin bir görüntüsü (üsüste binmemiş) elde edilir.



Şekilde, birbirinden ayırdedilebilecek iki görüntü veren iki ışın demeti gösterilmiştir. (Niye λ+Δλ, λ'dan daha az sapmıştır?). λ dalga boyundaki demetin dalga cephesinin iki ardışık konumu (b,b') arasındaki ışıksal yollarının (optichal path) aynı olması gerekliliğinden,

$$c + c' = nB \qquad (7)$$

yazabiliriz (n, prizmanın λ dalgaboyu için kırma çarpanıdır). Dalgaboyu Δλ kadar küçültülürse prizma tabanından geçen ışının ışıksal yolu (n+Δn)·B olur ve çözülmüş bir görüntü vermek için prizmadan çıkan dalga cephesinin Δs=Δc/b kadar sapması gerekir. Δs=Δc/b'de Δc, Rayleigh Ölçütü'ne göre (kaynaklara bkz.) iki ayrı görüntü elde edilebilmesi için λ'ya eşit olmalıdır.

Öyleyse Δλ kadar küçük dalgaboyunun ışıksal yolları için,

$$c + c' + \lambda = (n+\Delta n)B \qquad (8)$$

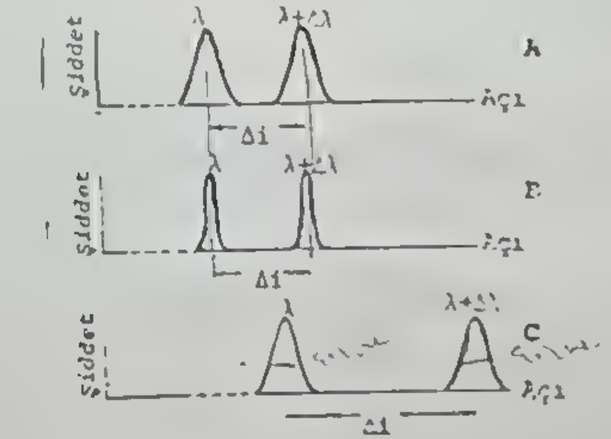
yazılabilir. (8) eşitliğinden (7) eşitliği çıkarılırsa,

$$\lambda = B\Delta n$$

elde edilir. Bu eşitliğin heriki yanı Δλ ile bölünürse, ve küçük değişimler için dn/dλ türev terimi alınırsa,

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = B\,\frac{dn}{d\lambda} \qquad (9)$$

elde edilir. (9) eşitliğinin, açısal dağınım ile b'nin çarpımına eşit olduğuna dikkat ediniz. Bununla birlikte, açısal dağınım ile çözme gücü birbirine karıştırılmamalıdır. Aşağıdaki şekilde A ve B'deki dağınımlar aynı, A ve C'deki çözme güçleri aynıdır.



B'deki çözme gücü A ve C'den iyidir (çizgiler dar olduklarından, birbirine yakın bile olsalar üstüste binmezler; yani ayırdedilebilirler). Buna kıyasla C'nin dağınımı A ve B'den büyüktür.

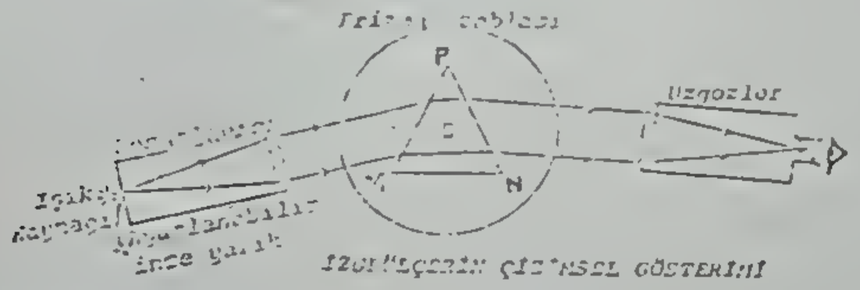
6. İzgeölçer

Newton'un prizma ile elde ettiği izgede (spektrumda) farklı renkler (dalgaboyları) üstüste binmiş olarak çıkıyordu. Başka bir değişle ara bir spektrum değildi. Ara (iyi çözülmüş) bir spektrum elde etmek için i) Çeşitli dalgaboylarını içeren ışık kaynağının önüne dar bir yarık konması ve böylece prizmaya dar yarıktan geçen ışık demetinin düşmesi; ii) Prizmadan çıkan ışınların koşut olması ve böylece her dalgaboyunun ayrı ayrı odaklanabilmesi

gerekir. İzgeölçer bu istemleri karşılayan bir aygıttır. İzgeölçer temelde dört bölümden oluşur :

1. Bir ucunda, genişliği ayarlanabilen ince bir yarık bulunan koşutlayıcı (collimator),
2. Prizmadan çıkan ışınları odaklayıcı bir uzgözler (telescope),
3. Prizmanın yerleştirildiği ve çevresi açılara bölmelendirilmiş dönebilir bir tabla.
4. (1), (2) ve (3) bölümlerinin bağlandığı taban.

Koşutlayıcı tabana, yerinden oynamayacak bir şekilde bağlanmıştır. Uzgözler ise, tabana bağlı olmakla birlikte,prizma tablası çevresinde kolayca dönebilir. Uzgözler'in döndüğü açıyı ölçmek için, bunun bulunduğu kola, prizma tablasının kenarındaki bölmelere karşılık gelecek şekilde bir verniye bağlanmıştır.



İZGEÖLÇERİN ŞEMATİK GÖSTERİMİ

İncelenecek ışık kaynağı, koşutlayıcının, ince yarığının bulunduğu ucunun önüne yerleştirilir. İzgeölçeri kullanmadan önce bazı ayarlamalar yapmak gerekir.

6a. Uzgözlerin Ayarlanması

Uzgözler ile uzak bir cisme bakılır (deneyde karşı duvardaki bir cisme bakılabilir).Uzgözler önündeki mercek ileri-geri sürülerek cisim uzgözler içindeki + işaretine odaklanır. Bu durumda uzgözlere gelen koşut ışınlar + işaretine odaklanmış olur.

6b. Koşutlayıcının Ayarlanması

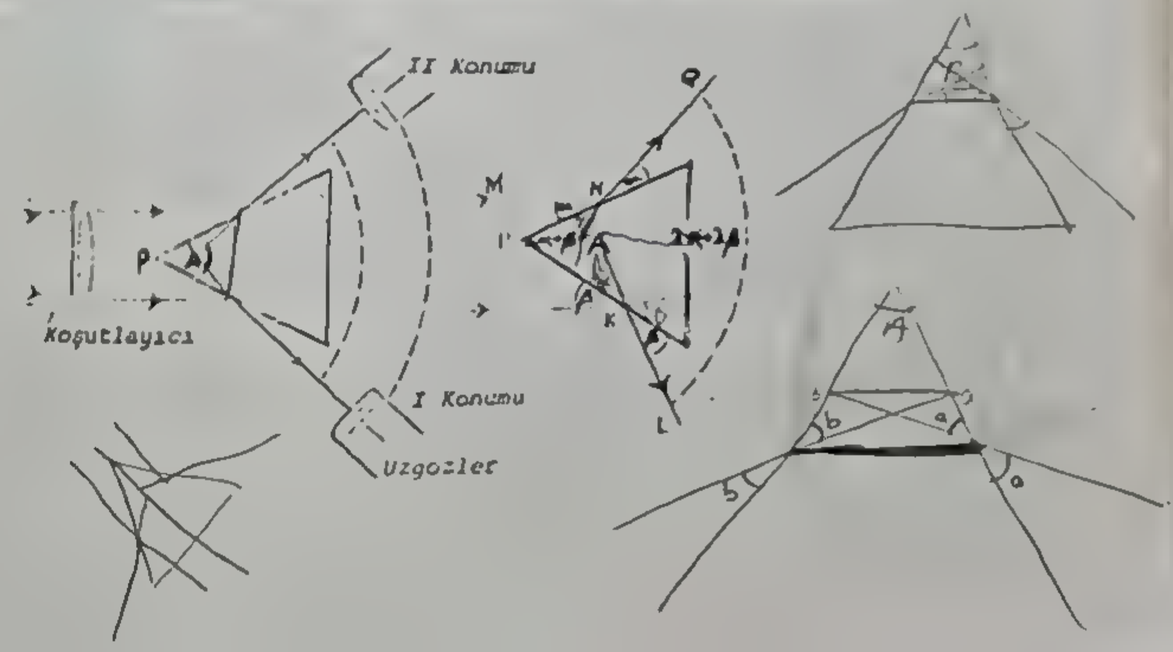
Prizma, tablasından kaldırılır ve ayarlanmış uzgözler bu kez de koşutlayıcıyı görecek şekilde döndürülür. Işık kaynağı açılır. Koşutlayıcıdaki yarık net görünecek şekilde, yarık ileri geri oynatılır. Böylece koşutlayıcı merceğinden çıkan ışınlar koşutlanmış olur.

Bundan sonra, uzgözlerden ince bir ışık demeti görülecek şekilde yarığın genişliği ayarlanır (yarığın genişliği, yarığın hemen yanındaki tırtıllı bir vida ile ayarlanır).

Bu işlemler bittikten sonra prizma, tablası üzerine yerleştirilir ve üstten bir metal dil ile sıkıştırılır.

6c. Prizmanın Tepe Açısının (Kırma Açısı) Ölçülmesi

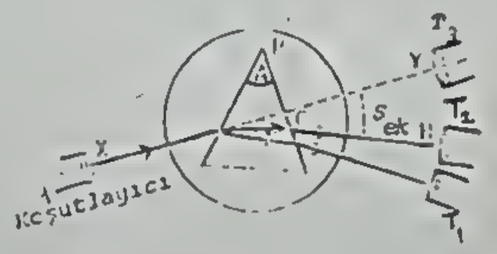
Bu işlem için prizmanın tepe açısının kenarı (P), koşutlayıcı merceğini görecek konuma getirilir. Böylece prizmanın iki kırıcı yüzeyi de koşutlayıcıdan gelen ışınlarla aydınlanmış olur. Uzgözler aracılığı ile bu iki yüzeyden yansıyan ışınlar gözlenir (yarığın görüntüsü, uzgözlerdeki + işaretinin üstüne tam gelecek şekilde ölçüm yapınız). Her konum için (I ve II), uzgözler koluna bağlı verniye yardımıyla açılar ölçülür.



Bu ölçülen açıların farkı, prizmanın tepe açısının iki katına eşittir (bunun böyle olduğunu geometrik olarak irdeleyiniz). Böylece tepe açısı (A) ölçülmüş olur.

D. En Küçük Sapma'nın Ölçülmesi

En küçük sapma'yı ölçmek için, koşutlayıcıdan gelecek ışık, prizmanın kırıcı yüzeylerinden birine, hayli eğimli düşecek şekilde prizma tablasıyla birlikte döndürülür. Uzgözler, prizmadan kırılarak çıkan izge gözlenene dek döndürülür. Uzgözler içindeki + işaretiyle, izgedeki renk çizgilerinden biri çakıştırılır. Bundan sonra prizma tablası hafifçe döndürüldüğünde (döndürme, prizmaya gelen ışığın gelme açısını büyültecek yöndedir) daha önce + işaretine çakıştırılmış çizginin bu konumdan uzaklaştığı gözlenir. Uzgözler döndürülerek çakışıklık korunur. Bu işlem böyle sürdürülürken, bir konumdan sonra çizginin, daha öncekine göre ters yönde uzaklaşmaya başladığı, yani uzgözleri ters yönde döndürmek gerekliliği ortaya çıkar. İşte tam bu konum (T_2 konumu) en küçük sapma değeridir. Bu konumda prizma tablası ters yönde döndürülürse çizgi yine geriye (T_1 konumuna doğru) yaklaşmaya başlar. Uzgözlerin T_2 konumu, verniye aralığı ile okunur. Prizma tablası oynatılmadan, prizma çıkarılır ve bu kez de uzgözler ile yarık gözlenir (T_3 konumu). Bu konum da verniye aracılığı ile okunur. T_2 ve T_3 konumları arasındaki açı bu çizgi (dalgaboyu) için en küçük sapma açısıdır. En küçük sapma açısı, izgedeki her çizgi için ayrı ayrı ölçülmelidir.



DENEY

1. Açıklamalar Bölümünde 6a ve 6b'de açıklandığı şekilde uzgözleri ayarlayınız.

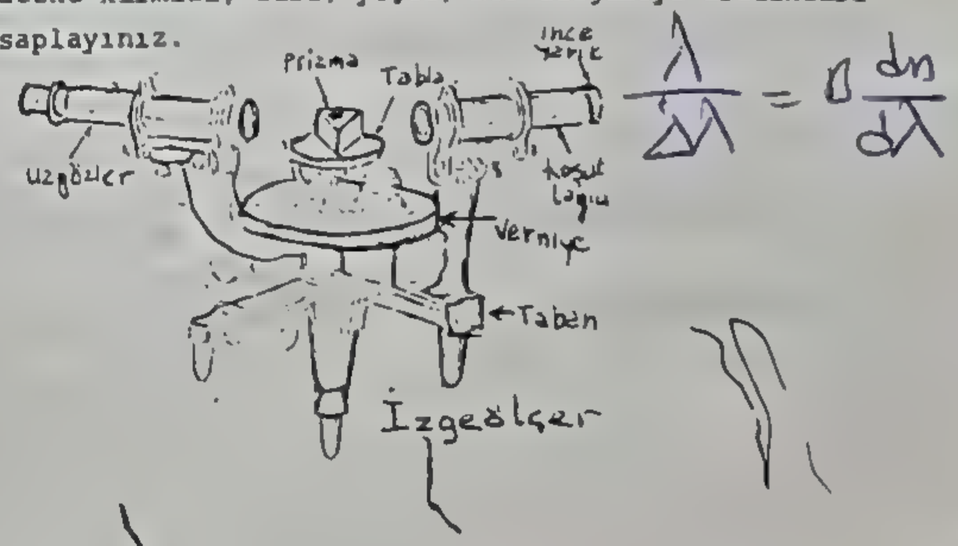
2. Açıklamalar Bölümünde 6c'de açıklandığı şekilde prizmayı yerleştiriniz ve A tepe açısını ölçünüz. Prizmanın, öncekinden çok az değişik iki konumu için aynı işlemleri yapınız. Bulduğunuz üç tepe açısı değerinin ortalamasından A_{ort}'yı bulunuz.

3. Açıklamalar Bölümünde 6d'de açıklandığı şekilde prizmayı yerleştiriniz ve izgedeki her bir çizgi için en küçük sapma açısını (S_{ek}) ölçünüz. Bu işlemleri yaparken uzgözlerdeki + işaretinin sürekli olarak çizgi üzerinde olmasına özen gösteriniz.

   Bu işlemleri ışık kaynağını değiştirerek yineleyiniz. (Not: Deneyde Cd ve He ışık kaynakları kullanılacaktır. Bunların izgelerindeki çizgilere karşılık gelen dalgaboyları, teksirin sonunda verilmiştir). Bulduğunuz en küçük sapma açılarını ve daha önce bulduğunuz A_{ort} değerini kullanarak (4) eşitliğinden her bir dalgaboyu için kırma çarpanını (n) hesaplayınız.

   $n = f(\lambda)$ eğrisini çiziniz.

4. (9) eşitliği ve $n=f(\lambda)$ eğrilerinden yararlanarak prizmanın çözme gücünü kırmızı, sarı, yeşil, mor dalgaboyu aralıkları için hesaplayınız.



KAYNAKLAR

1. OPTICS, C.S. Williams, O.A. Becklund,. Wiley-Interscience 1972.

2. OPTICS, Experiments and Demonstrations., C.H. Palmer, The Johns Hopkins Press 1962 Baltimore.

3. THE PRINCIPLES OF OPTICS, Hardey and Perrin, Mc Graw Hill 1932.

4. PHYSICAL OPTICS, R. Wood, Dover Pub. Inc. New York 1961.

5. OPTICS, B. Rossi, Addison Wesley Pub. Co. Inc. 1962.

6. OPTICS, F.W. Sears, Addison Wesley Pub. Co. Inc. 1964.

7. INTRODUCTION TO GEOMETRICAL AND PHYSICAL OPTICS,, J. Morgan,, McGraw Hill Book Co. Inc. 1953.

8. LIGHT, R.W. Ditchburn, John Wiley Interscience Pub. 1963.

9. OPTICS, A. Sommefeld, Academic Press 1964.

10. FUNDAMENTALS OF OPTICS, Jonkins and White, McGraw Hill 1975.

11. PHYSICS, PART II, D. Halliday and R. Resnick, John Wiley and Sons Inc. 1960.

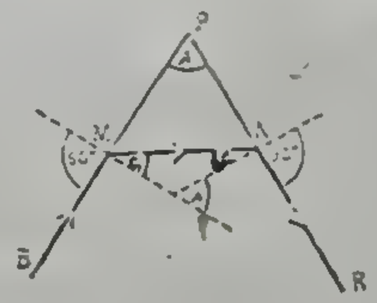
Deneyde Kullanılan Işık Kaynaklarındaki Çizgilere Karşılık Gelen Dalgaboyları

Hg	Dalgaboyu (Å)
Kırmızı	6678
Sarı	5857
Yeşil	5015
Mavi	4713
Mor	4026

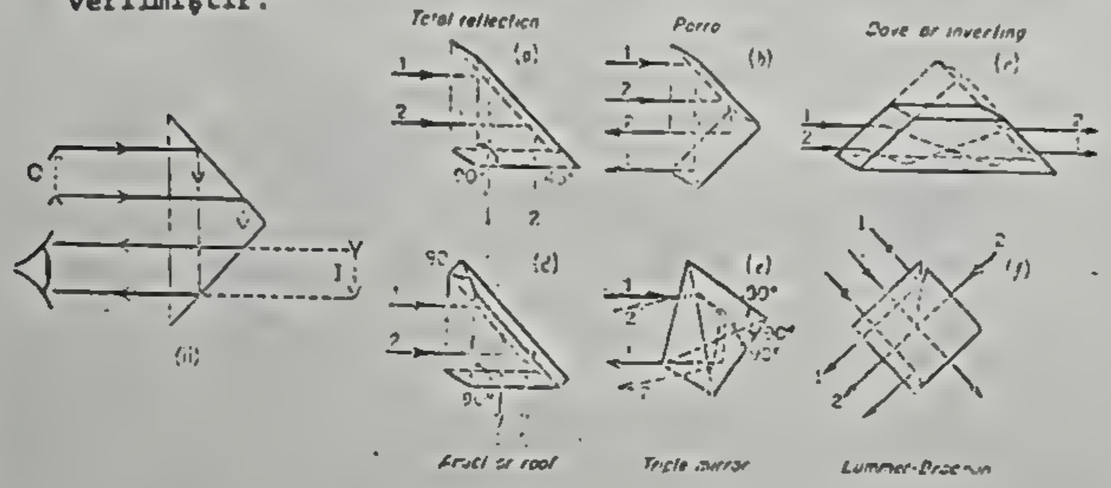
Cd	Dalgaboyu (Å)
Kırmızı	6438
Yeşil	5086
Mavi	4800
Mor	4678

TAMAMLAYICI SORULAR

1. Bir prizmada renklere ayrılma, dalgaboyuyla nasıl değişir? Kısa dalgaboylarında daha mı büyüktür?
2. Prizma ile elde edilen izge, optik ağ ile elde edilenden farklı mıdır? (açısal sapmanın dalgaboyuyla değişimini ve dalgaboylarının sıralanışını düşününüz).
3. Bir prizmanın kırıcı yüzlerinden birine yalayarak giden bir ışık, prizma tepe açısı büyütüldüğünde, diğer kırıcı yüzeyi de yalayarak çıkar. Daha büyük tepe açılı bir prizma yapılırsa, ışık diğer yüzden çıkmaz. Bu durumda, bir prizmanın tepe açısının en çok ne olabileceğini n=1,51 olan bir cam için hesaplayınız.

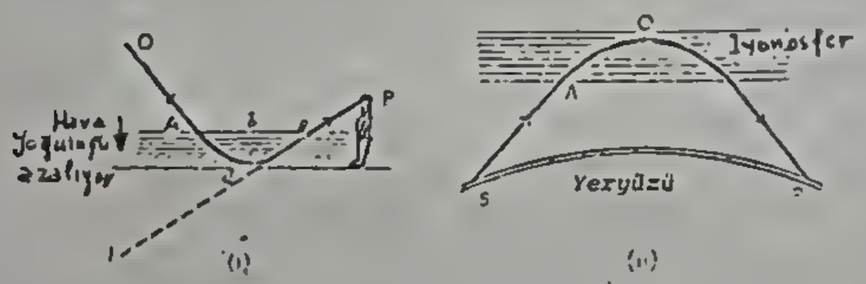


4. Prizmaların optik düzeneklerde kullanılma alanlarından biri de yansıtıcı olaraktır. Düzlem aynalara kıyasla daha temiz ve net bir görüntü verdikleri için tam yansıma konumunda çeşitli düzeneklerde kullanılırlar(s.g. dürbün; periskop v.b.) Aşağıda bu amaçla kullanılan birkaç örnek verilmiştir.



Kırılma olayını incelerken, kullandığınız prizma ile özdeş özellikte fakat büyük boyutlu bir prizma kullanırsanız nasıl bir olayla karşılaşmayı beklersiniz?

5. Tam yansıma olayını içeren iki olay (çölde serap görme ve radyo dalgalarının iyonosferden yansıtılarak yeryüzünde başka bir bölgeye gönderilmeleri) aşağıda çizimle gösterilmiştir. Bu olayları açıklayınız.

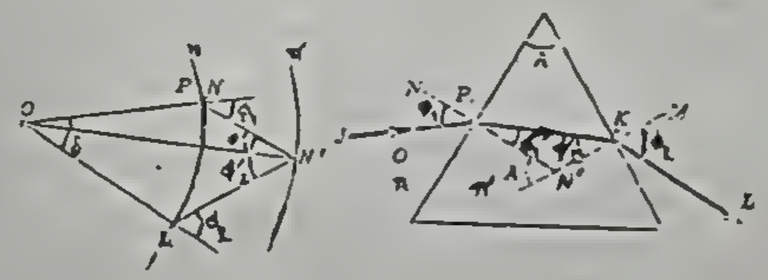


. Küçük tepe açılı bir prizmada, sapmanın S=(n-1)A olduğunu gösteriniz (Yol Göst. Küçük açıların sinüsleri yerine radyan türünden değerleri alınabilir).

. Renksemez Prizmalar (Achromatic Prisms), iki renk arasında (s.g. mavi ve kırmızı) dağınımı yokeden bir düzenimdir.Kaynaklardan araştırarak okuyunuz.

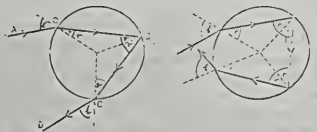
. Doğrudan-görme izgegözleri; (direct-vision spectroscope); prizmalarla oluşturulan ve boşalma tüplerindeki farklı renkleri incelemede kullanılan bir düzenektir. Kaynaklardan araştırarak okuyunuz.

. Optik düzenekler tasarımlanırken bunlardan geçen ışık ışınının kolayca izlenmesi istenir. Prizmalarda, bu iş için uygulanan geometrik yöntem aşağıda çizimle gösterilmiştir.



Dış ortam ve prizma ortamının kırma çarpanları ile orantılı yarıçaplarda iki yay parçası (n,n') çizilir. OP ışınına koşut bir çizgi çizilir. Bunun n yayını kestiği noktadan NN' ne koşut bir çizgi çizilir. Bu çizginin n' yayını kestiği noktada NN' ile A açısı yapacak şekilde bir çizgi çizilir. Bu çizginin de n yayını kestiği nokta O ile birleştirilirse elde edilen OL doğrusu, prizmadan kırılarak çıkan ışının doğrultusu olur. Geometrik olarak bu işlemin doğruluğunu irdeleyiniz.

.Küresel bir cam ya da su damlasına i açısı ile gelen bir ışık ışınının geliş doğrultusu ile S sapması yapacak şekilde çıktığı A ve B durumlarına karşılık gelen S değerlerini hesaplayarak bulunuz.



S=180+2i-4r
(İki kırılma bir yansıma durumu)

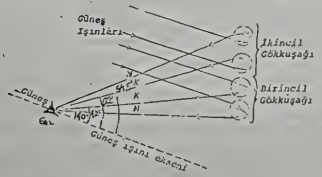
S=360+2i-6r
(İki kırılma iki yansıma durumu)

11. (10). soruda gelen ışık ışını, damla içinde N tane yansıma yaptıysa, gelen ışın ile çıkan ışın arasındaki sapmanın,

$$S=2(i-r) + N(180-2r)$$

olacağını gösteriniz.

12.



Şekil yardımı ile birincil ve ikincil gök kuşağı oluşumunu açıklayınız (M:Mor, K:Kırmızı rengi göstermektedir). Kırmızı ışık için verilen açı değerini hesaplayarak bulunuz (Kırmızı ışık için suyun kırma çarpanı $n_K=1.331$)
Yol Gösterme : Damlada bir tek yansıma durumunda toplam sapma $S_{top}=180+2i-4r$ olduğunu anımsayınız.

damlaya en küçük sapma yapacak açıyla gelen ışık ışını ancak damladan yeterli şiddette çıkar. Buna göre $S_{top}/di=0$ olmalıdır. Yani $2-(4dr/di)=0$ olmalıdır. Buradan ve Snell yasasından yararlanarak cosi'yi ve i açısını bulunuz. r açısını da bularak S_{top} değerini hesaplayınız ($S_{top}=42.37^{o}$)

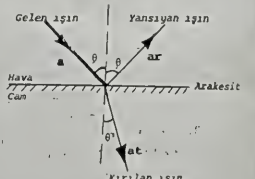
NEWTON HALKALARI

Hazırlayan : Dr.Demir İNAN
1985 Şubat

Konu : Değişik biçimli ince yaygılarda (filmlerde) ortaya çıkan girişimin anlaşılması; Newton halkaları şeklinde oluşan girişim deseninin incelenmesi; tek dalgaboylu bir ışık kaynağının dalgaboyunun bulunması.

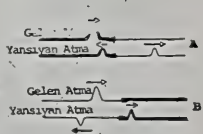
GENEL AÇIKLAMALAR

1. Yansıma ve Kırılma



Işık dalgaları, hızlarının farklı olduğu iki ayrı ortamın arakesitine çarptığında, genelde, yansımış ve kırılmış ışık dalgaları şeklinde ikiye ayrılırlar. Yine genelde, yansımış ve kırılmış dalgaların yayılma doğrultuları, gelen dalganınkinden farklı olur. Yansıma için şu kurallar geçerliktetir :

1. Gelen ışın ile yansıyan ışın aynı düzlemdedirler.
2. Gelen ışının arakesit yüzeyinin dikeyle yaptığı açı (θ), yansıyan ışının aynı dikeyle yaptığı açıya eşittir (θ=θ).
3. Yansımanın olduğu arakesitin altındaki ortam, üstündekine kıyasla daha yoğunsa (ya da ışık, hızının daha büyük olduğu ortamda gelip arakesit düzleminden yansıyorsa), gelen ışın ile yansımış ışının arasında π kadar bir evre farkı oluşur. Bunun tersi durumunda yansıyan ışınla gelen ışın arasında bir evre farkı yoktur. Bu olayın mekanikteki benzeri, bir ipteki enine dalgaların yansımasındaki evre değişikliğidir. Şekilden de görüldüğü gibi birim uzunluklarının kütleleri farklı iki ipin eklenme noktasındaki yansımada, gelen atma ağır ipte (çok yoğun ortam) ise A'daki yansıma; gelen atma hafif ipte (az yoğun ortam) ise B deki yansıma benzeri ortaya çıkar.



4. Gelen dalganın genliği "a" ise, bunun "r" kesri yansır; "t" kesri kırılır. Bu durumda yansıyan ışığın genliği (ar); kırılanınki de (at) olur.

Kırılma için de şu kurallar söylenebilir :

1. Kırılan ışın ile gelen ışın aynı düzlemdedirler.
2. Gelen ışının arakesit yüzeyinin dikeyiyle yaptığı açı (θ) nın sinüsü ile, kırılan ışının yaptığı açı (θ') nün sinüsü arasında Snell Yasası olarak bilinen şu yalın kural vardır.

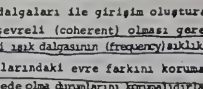
$$\frac{\sin\theta}{\sin\theta'} = n$$

Burada n, gelen ışığın dalgaboyuna bağımlı olarak, ikinci ortamın birinci ortama göre kırma indisi'dir.

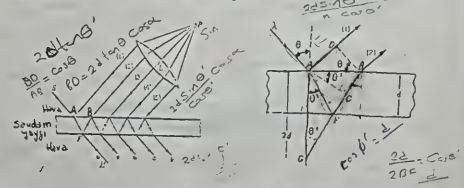
2. İnce Bir Saydam Yaygının Üst ve İç Yüzeylerinden Yansıyan Işınların Girişimi

Genelde iki ışık dalgasının üstüste binecek şekilde bir noktada kesişmesine Girişim denir. Işık dalgaları ile girişim oluşturabilmek için ışık kaynaklarının eşevreli (coherent) olması gerekir; yani ışık kaynaklarının verdikleri ışık dalgasının (frequency)sıklıkları eşit olmalı ve her zaman için aralarındaki evre farkını korumalı; ya da aynı evrede iseler aynı evrede olma durumlarını korumalıdırlar (iki ayrı ışık kaynağı ile gerilim yapabilir misiniz?).

P ve Q, aynı sıklıklı ve eşevreli ışık veren iki ışık kaynağı ise, QB-PB yol farkı,dalgaboyunun tam katlarına eşit olduğunda B noktasında iki dalganın üstüste binmesi (girişimi) sonucu bir aydınlık



gözlenir (PA=PQ durumunda da A noktasında bir aydınlık gözlenir. Çünkü bu durumda yol farkı sıfırdır). QB-PB yol farkı, dalgaboyunun yarım katlarına eşitse, B noktasında iki dalganın üstüste binmesi (girişimi) sonucu bir karanlık oluşur. Girişime bir örnek olmak üzere koşut yüzlü saydam ince bir yaygının (s.g. bir sabun köpüğü) üst ve iç yüzeylerinden yansıyan ışınların girişimini inceleyelim.



Yukarıdaki şekillerde (1) ve (2) (ve dolayısıyla (3),(4).....) ışınları arasında bir yol farkı oluşması nedeniyle P noktasında bir girişim olayı ortaya çıkar. Şimdi bunu kısaca açıklayalım.

Bir ışık ışını, sözgelimi cam içinde ℓ yolunu aldığında, aynı süre içinde havada ct/v yolunu alır (c, ışığın havadaki hızı; v, cam içindeki hızıdır). Cam için c/v=n olduğunu biliyoruz (n, camın havaya göre kırma çarpanı) (Bu konuda kaynaklara bakınız). Böylece camdaki ℓ yolu, havadaki nℓ yoluna eşit olur. nℓ, camdaki ℓ yolunun ışıksal yolu (optical path) olarak bilinir.

Yukarıdaki şekilde AF ve FB, kırma çarpanı "n" olan ortam içindeki yollardır. BD, (1) ışınına dik olduğundan D ve B den merceğin odağına dek (yani P noktası) (1) ve (2) ışınlarının alacağı yollar eşittir. Öyleyse, (1) ışını hava içinde AD yolunu alırken, (2) ışını yaygı içinde AFB yolunu almıştır. Bu ışınların ışıksal yolları arasındaki fark Δ,

$$\Delta = n(\overline{AFB}) - \overline{AD}$$

dir. F den AB ye bir dik indirildiğinde AF=d/cosθ' olduğu görülür. Aynı şekilde FB=d/cosθ' dir. Ayrıca ABC üçgeninde,

$$AB = 2d\tan\theta'$$

dür. Öyleyse, AD=AB sinθ=(2d tanθ') sinθ dir. Snell Yasasında sinθ=nsinθ' olduğundan,

$$AD = (2d\tan\theta')\, n\sin\theta' = 2nd\sin^2\theta'/\cos\theta'$$

dır. Bulunan değerler Δ ışıksal yol farkı denkleminde yerine konursa,

$$\Delta = n(2d/\cos\theta') - 2nd\sin^2\theta'/\cos\theta'$$

$$\Delta = 2nd\cos\theta'$$

bulunmuş olur.

Diğer yandan, daha yoğun ortamın yüzeyinden yansıyan dalganın π kadarlık bir evre değişimine uğrayacağını biliyoruz. π kadarlık evre farkı, λ/2 kadarlık yol farkına eşit olduğundan (λ dalgaboyu), (1) ve (2) ışınları arasındaki toplam yol farkı,

$$2nd\cos\theta' \mp \lambda/2$$

olur. Parlak (aydınlak) bir girişim saçağı için (yani iki dalganın birbirine desteklemesi için) toplam yol farkının, dalgaboyunun tam katlarına eşit olması koşulundan,

parlak saçak için : $2nd\cos\theta' = (m+\frac{1}{2})\lambda$;

iki dalganın birbirini söndürmesi için yani karanlık saçak elde etmek için ise yol farkının dalgaboyunun yarım katlarına eşit olması koşulundan,

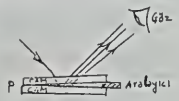
karanlık saçak için : $2nd\cos\theta' = m\lambda$
(m, bir tam sayıdır; m=0,1,2,.....)

bulunur.

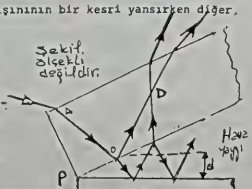
Bu incelemede sadece (1) ve (2) ışınları gözönüne alınmıştır. Ancak (3), (4),.... ışınlarının da girişimde katkıları olacağı açıktır. İncelendiğinde görülürki, (3),(4),... ışınlar, (2) ışı-

ı ile aynı evrededirler (bu inceleme öğrenciye bırakılmıştır). öylece gerek karanlık gerekse aydınlık saçakların oluşmasın - . (3),(4),.... ışınları (2) ışınını desteklerler.

Eğer yaygının iki yüzeyi birbirine koşut olmazsa bu ırumda ne olur? [illegible] görüldüğü ibi iki cam [illegible] bunların rası bir aralayıcı ile (s.g. bir ağıt parçası) ile açılırsa,arada alan hava bu kez kama şeklinde ıce bir yaygı oluşturur. Bu durum- ı, eğer iki cam levhanın yüzeyle- l düzgün ise, camların kesiştiği ksene,(P), koşut karanlık ve ay- ınlık çizgiler (girişimi saçakları) elde edilir (ışık kaynağı- ın tek dalgaboylu ışık verdiğini varsayıyoruz).



Şekilde , D noktasındaki girişimin nasıl oluştuğu gös- erilmiştir. O noktasında A0 ışınının bir kesri yansırken diğer, esri yaygı içine kırılıp alt üzeyden yansımakta ve sonuç- a D noktasında, yansıyan ı- ınla girişim oluşturmaktadır. ı durum için yaygının kalınlı- ına d dersek D noktasının ka- anlık olmasının koşulu yine ndcosθ'=mλ; aydınlık olma ko- ulu da 2ndcosθ'=(m+½)λ'dır.



urada n, havanın kırma çarpanıdır. d kalınlığı, O'dan geçen P'ye oşut eksen boyunca değişmeyeceğinden girişim saçağı bir çizgi o- acaktır ve bu çizgi kama şeklindeki yaygının hemen üzerinde oluş- aktadır. Özel olarak yaygıya dik olarak gözlem yapılırsa, θ'=0 ve osθ'=1 olacağından,

2nd=mλ karanlık çizgi
2nd=(m+½)λ aydınlık çizgi

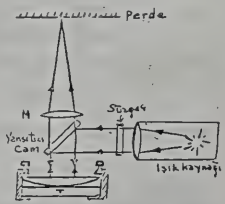
oşulu elde edilir. Bir aydınlık çizgiden (saçaktan) diğerine ge- ildiğinde m, bir tam sayı değişecek ve yaygının kalınlığı da λ adar değişecektir.

İnce hava kamasının herhangi bir noktasındaki kalınlı- ğı, arakesit ekseninden (P) başlayarak aydınlık çizgiler sa- yılarak bulunabilir. 2d=mλ'dan (n=1 hava için),m sayılıp λ bi- linirse, d bulunur.

İnce hava kaması şeklindeki yaygılarda oluşan bu tür girişim saçakları pratikte, ışıkla çalışan düzeneklerdeki ögele- rin yüzeylerinin düzgünlüğünü ölçmede kullanılır. Yüzeylerden biri düzgün olarak alındığında diğer yüzey pürüzlü ise girişim saçakları, birbirine koşut çizgiler olmayacaktır (neden?). Böy- lece cilalanan cam yüzeylerin düzgünlüğü ölçülebilir.

3. Newton Halkaları

Kama şeklinde hava yaygısı yapılırken kullanılan iki cam levha- dan, üstteki levha kaldırılıp bunun yerine, bir yüzeyi eğrilik yarıçapı (R) büyük tümsek, diğer yüzeyi düz bir cam mercek kon- duğu durumu inceleyelim. Bu du- rumda tümsek yüzeyle, alttaki cam yüzey arasında kalan hava tabakası bir ince yaygı oluş- turacaktır. Şekildeki düzenim aracılığı ile,oluşan girişim saçakları incelenecek olursa, bunların, merkezi mercek ile camın değme noktası (T) alan eşmerkezli çembersel halkalar şeklinde oldukları görülür.Bu- nun nedeni şöyle açıklanabilir: Tümsek yüzeye gelen ışının bir kesri geri yansırken, diğer kesri kırılıp hava yaygısını geçecek ve alttaki camdan yansıyarak geri dönecektir. Bu iki ışının oluş- turduğu girişim, eşit hava yaygı kalınlıkları için aynıdır. Bu durumda girişim saçağının T merkezli bir halka olacağı açıktır.



Aydınlık saçaklar (halkalar) için : 2nd=(m+½)λ

Karanlık saçaklar (halkalar) için : 2nd=mλ

koşulları yine geçerliktedir. Öyleyse, girişim saçakları karanlık

ve aydınlık halkalar şeklindedir (tek dalgaboylu ışık kaynağı olduğunu varsayıyoruz). Girişim saçaklarının merkezi, karanlık bir nokta olmak zorundadır, çünkü bu durumda T değme noktası için bir ışıksal yol farkı sözkonusu değildir. Girişim, alt yüzeydeki camdan yansıyan ışında ortaya çıkan π evre farkından (ya da λ/2 yol farkından) kaynaklanır.

(Soru : Mercekle cam arasındaki hava yaygısını öyle bir yağ ile dolduralımlı, bu yağın kırma çarpanı üst camınkinden büyük, alt camınkinden küçük olsun. Bu durumda merkezdeki saçak karanlık mıdır, aydınlık mıdır?).

4. Newton Halkaları ile Dalgaboyu Ölçümü

r yarıçapındaki halka, d yaygı kalınlığı cinsinden elde edilebilir. Şekil yardımıyla,

$$R^2 = r^2 + (R-d)^2$$

ve d<< R olduğundan,

$$r^2 = 2Rd \rightarrow d = r^2/2R$$

bulunur. Öyleyse aydınlık halka için,

$$2n\frac{r^2}{2R} = (m+\tfrac{1}{2})\lambda$$

dan aydınlık halkanın yarıçapı,

$$r^2 = (m+\tfrac{1}{2}) \cdot \frac{\lambda R}{n}$$

bulunur. Burada n'nin havanın kırma çarpanı olduğu unutulmamalıdır; deneyde n=1 alınacaktır. İlk aydınlık halka m=0; bundan sonraki m=1 için v.b. şeklindedir. Öyleyse sözgelimi, 15. aydınlık halka için,

$$r^2 = (14+\tfrac{1}{2})\lambda R$$

den

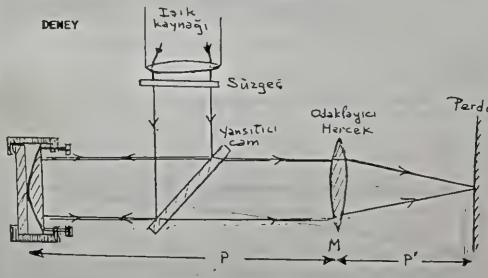
$$\lambda = \frac{2r^2}{29R}$$

dir, r ve R bilinirse, dalgaboyu bulunabilir.

Merceğin eğrilik yarıçapı R, bilinen dalgaboyundaki bir ışık kullanılarak kolayca bulunabilir :

$$R = r^2/(m+\tfrac{1}{2})\lambda$$

dan r ölçülerek R hesaplanır. Buradan bulunan R değeri kullanılarak, bilinmeyen bir dalgaboyundaki ışıkla deney yinelenirse, bu ışık kaynağının dalgaboyu hesaplanabilir. Deneyde iki ayrı dalgaboyu için, ışık kaynağının önüne ayrı ayrı iki süzgeç konarak deney yapılacak ve süzgeçlerden birinin bilinen dalgaboyundan yararlanarak R bulunacak sonra da diğer süzgeç kullanılarak bunun dalgaboyu hesaplanacaktır.



1. Şekildeki düzenimi kurunuz, odaklayıcı mercek ve perdenin konumunu ayarlayarak perdede newton halkalarının görüntüsünü elde ediniz.
2. Işık kaynağının önüne bilinen dalgaboylu süzgeci yerleştiriniz. Perde üzerinde oluşan newton halkalarından en az beş tanesinin yarıçapını ölçerek herbiri için R eğrilik yarıçapını bulunuz. Bulduğunuz R değerlerinden R_{ort}'yi hesaplayınız.
3. Işık kaynağı önündeki süzgeci değiştiriniz. Bu dalgaboyundaki

ışıkla elde edilen newton halkalarının yarıçaplarını (en az 5 tanesinin) ölçerek herbiri için λ dalgaboyunu bulunuz. Bulduğunuz değerlerden λ_{ort}'yı hesaplayınız.

Önemli Not: Newton halkalarının yarıçapları perdede ölçülürken bir mercek düzenimi ile büyütme kullandığınızı unutmayınız.

Ölçülen değerler için c/g = P/P' bağıntısından yararlanarak newton halkasının gerçek yarıçaplarını hesaplayınız. c,cismin yani newton halkaları oluşturan düzenimindeki newton halkalarının yarıçapı; g, perdedeki newton halkalarının yarıçapı; P newton halkalarını oluşturan mercek-cam düzeneğinin odaklayıcı merceğe (M) uzaklığı ; P' de perdenin odaklayıcı merceğe (M) olan uzaklığıdır.

4. Bulduğunuz λ ile, süzgeç üzerinde yazan λ değerini karşılaştırınız.
5. $r^2=f(m)$ eğrilerini çiziniz; bu eğrilerin eğimlerinden λ'yı bulunuz. Yukarıda bulduğunuz değerle karşılaştırınız. λ'nın bulunmasında hangi yöntem daha iyi sonuç vermektedir?

KAYNAKLAR

1. OPTICS, M.V. Klein, John Wiley and Sons Inc. 1970.
2. AN INTRODUCTION TO MODERN OPTICS, A.R. Ghatak, McGraw Hill Pub.Co. Ltd. 1971.
3. OPTICS, Experiments and Demonstrations, C.H. Palmer, The Sons Hopkins Press 1962, Baltimore.
4. THE PRINCIPLES OF OPTICS, Hardy and Perrin, McGraw Hill, 1932.
5. PHYSICAL OPTICS, R. Wood, Dover Pub.Inc. New York, 1961.
6. OPTICS, B. Rossi, Addison Wesley Pub.Co.Inc. 1962.
7. OPTICS, F.W. Sears, Addison Wesley Pub.Co.Inc. 1964.
8. INTRODUCTION TO GEOMETRICAL AND PHYSICAL OPTICS, J. Morgan, McGraw Hill Book Co.Inc. 1953.
9. LIGHT, R.W. Ditcburn, John Wiley Interscience Pub. 1963.
10. OPTICS, A. Sommerfeld, Academic Press, 1964.

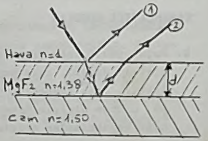
11. FUNDAMENTALS OF OPTICS, Jenkins and White, McGraw Hill 1957.
12. PHYSICS, PART II., D. Halliday, R. Resnick, John Wiley and Sons Inc. 1960.

TAMAMLAYICI SORULAR

1. Koşut yüzlü ince yaygılarda açıklamalar bölümünde anlatılan girişim deseni, ışık kaynağının nokta kaynak olmasına karşılıktır. Işık kaynağı büyük boyutlu, sözgelimi bir boşalma tüpü, olursa girişim deseninin çembersel şeritler şeklinde olacağı kaynaklardan araştırarak öğreniniz.
2. Koşut yüzlü ince yaygılar beyaz ışık ile aydınlatılırsa girişim desenleri renkli olur. Sözgelimi $2nd\cos\theta'=m\lambda$ mavi renk için sağlanmışsa mavi renk görünmez sarı ya da kırmızı renk görülür. İnce yaygıların değişik renkli görünmesinin, yaygının kalınlığı ile ilgili olduğunu açıklayınız.
3. Koşut yüzlü ince yaygılardan geçip yaygının altından çıkan ışınlar arasında da girişim olur. Bunun için aynı eşitlikler kullanılabilir mi? Bu şekilde elde edilen girişim deseni,yansımayla elde edilene kıyasla daha az belirgindir ve merkezdeki saçak karanlık değil aydınlıktır. Bunların nedenlerini açıklayınız.
4. Newton halkaları deneyi beyaz ışıkla yapıldığında, değme noktası çevresinde ancak birkaç renkli halka gözlenir (en içte mor, en dışta kırmızı) oysa tek dalgaboylu ışıkla bu halkaların sayısı, fazlasıyla artar. Bunun nedeninin, saçak yarıçaplarının dalgaboyuna bağımlı olmasından kaynaklandığını açıklayınız.
5. Merceklerin tam küresel olarak tıraşlanıp tıraşlanmadıkları, newton halkaları deneyinden yararlanarak bulunabilir. Newton, kendi yaptığı mercekleri bu yolla denemiştir. Bunun nasıl olabileceğini açıklayınız (Yol Gösterme : Halka biçimlerinin ve kalınlıklarının düzgün tıraşlanmamış bir mercek yüzeyiyle nasıl değiştiğini düşününüz).

6. Işığın hava içindeki hızı, boşluktaki hızından 1.000292 kez daha büyüktür. Havanın kırma çarpanı n=1 alındığında yapılan yanılgı nedir?

7. Işık düzeneklerinde kullanılan mercekler (sözgelimi fotoğraf makinalarındaki objektifler) çoğunlukla saydam bir tabaka (sözgelimi MgF_2) ile kaplanır. Bunun nedeni, cam yüzeyindeki yansımaları azaltmaktır. Şekilden de görüldüğü gibi (1) ve (2) ışınlarının girişimi birbirini söndürücü nitelikte olursa, bu dalgaboyundaki yansıma en aza indirilmiş olur. Görünür ışığın orta değeri olan 5500Å için en az yansıma sağlayacak MgF_2 kaplamasının kalınlığının 1000Å olması gerekliliğini bulunuz. (Not:Geliş açısını yaklaşık sıfır alınız, yansımalarda evre değişimi olup olmadığına dikkat ediniz, m=0 alınız).



8. Newton halkaları deneyi değişik dalgaboylarında ışık kullanılarak yinelendiğinde, dalgaboyu (λ) ile newton halkası yarıçapı (r) arasında nasıl bir bağımlılık ortaya çıkar?

$m = \frac{dn}{d\lambda}$ $\frac{1}{A^0}$ 10^{-8}

$B = 3\,cm = 3 \cdot 10^{8}$

$\frac{n_1}{n_2}$

$\frac{\sin\phi_1}{\sin\phi_2} = \frac{n_2}{n_1}$

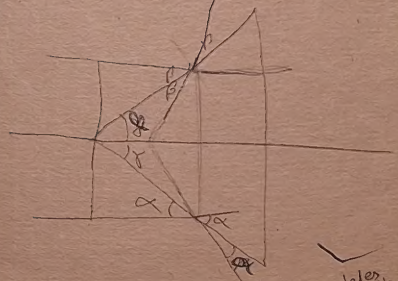
$\sin\phi_1 = \frac{n_2}{n_1} \sin\phi_2$

1

1,5

1,5 . 0,9 1,8

Celal Dutr.



Perteles Elektrik ve Alanlar.